JUL 11 1923
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

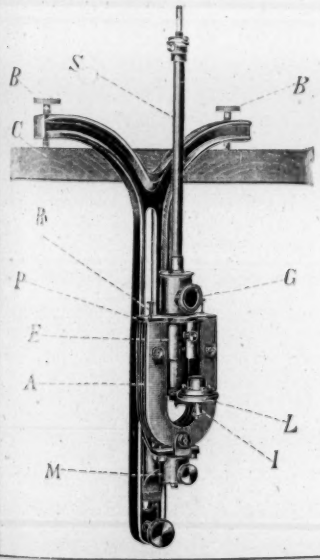
Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 10000 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 11000 Mark, im Ausland Schweiz. Frcs. 9.— Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit 250.— Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

Alle **Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den**

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 11. Leipzig, 1. Juni 1923. No. 639. **24. Jahrgang.**



Phys.-mech. Institut von
Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,
München.

Hochempfindliches
Wand-Drehspulen-
Galvanometer.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

Seite

Braunsches Rohr: Über ein —, welches sekundäre Kathodenstrahlen benutzt, v. V. Engelhardt . . . 239
Elektronen: Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, Ionen und — als Kondensationskerne, v. C. Lakeman u. R. Sissingh 235
Engelhardt, V., Über ein Braunsches Rohr, welches sekundäre Kathodenstrahlen benutzt 239
Galvanometer: Ein neues —, v. Mechau 242
Gans, R., Magnetisches Material für Hochfrequenzfelder. 232
Haas, A., Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen. (B.) . . 248
Hochfrequenzfelder: Magnetisches Material für —, v. R. Gans 232
Holtsmark, J., Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente 225
Ionen: Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, — und Elektronen als Kondensationskerne, v. C. Lakeman u. R. Sissingh 235
Jaeger, F. M., Lectures on the principle of symmetry and its application in all natural sciences. (B.) . . 246
Kathodenstrahlen: Über ein Braunsches Rohr, welches sekundäre — benutzt, v. V. Engelhardt . . . 239
Lakeman, C. u. R. Sissingh, Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, Ionen und Elektronen als Kondensationskerne 235
Madelung, E., Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. (B.) 246
Mechau, R., Ein neues Galvanometer 242
Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf III. 2. v. F. Wüst. (B.) . 247
Moleküle: Über die Zahl der Zusammenstöße von mehreren —, v. J. K. Syrkin 236
Physik: Lehrbuch der —, v. H. Schumann. (B.) . . 248
Relativitätstheorie: Zur allgemeinen —, v. H. Weyl . 236
Röntgenstrahlung: Über die charakteristische — der ersten Elemente, v. J. Holtsmark 225
Schumann, H., Lehrbuch der Physik. (B.) 248
Sissingh, R. u. C. Lakeman, Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, Ionen und Elektronen als Kondensationskerne 235
Staubteilchen: Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von —, Ionen und Elektronen als Kondensationskerne, v. C. Lakeman u. R. Sissingh 235
Symmetry: Lectures on the principle of — and its application in all natural sciences, v. F. M. Jaeger. (B.) 246
Syrkin, J. K., Über die Zahl der Zusammenstöße von mehreren Molekülen 236
Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen, v. A. Haas. (B.) . 248
Weyl, H., Zur allgemeinen Relativitätstheorie . . . 236
Wüst, F., Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf III, 2. (B.) 247

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Infolge der bedeutend gestiegenen Herstellungskosten mußte der Bezugspreis der Physikalischen Zeitschrift für das 2. Vierteljahr 1923 auf

6000 Mark

erhöht werden. Diese Erhöhung konnte den Postämtern nicht mehr rechtzeitig mitgeteilt werden und es sind von diesen nur 3000 Mark erhoben worden. Ich bitte daher die verehrten Leser, die die Zeitschrift bei der Post bestellt haben, den Restbetrag von 3000 Mark direkt an mich einzusenden.

S. Hirzel.

Ich kaufe ältere Jahrgänge und auch einzelne Nummern der

Physikalischen Zeitschrift

und zahle für Bände 10—50000 Mark und für einzelne Nummern 600—2000 Mark je nach Beschaffenheit.

S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1923. Redaktionsschluß für No. 13 am 10. Juni 1923. 24. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente. S. 225.

H. Weyl, Zur allgemeinen Relativitätstheorie. S. 230.

R. Gans, Magnetisches Material für Hochfrequenzfelder. S. 232.

C. Lakeman u. R. Sissingh, Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, Ionen und Elektronen als Kondensationskerne. S. 235.

J. K. Syrkin, Über die Zahl der Zusammenstöße von mehreren Molekülen. S. 236.

V. Engelhardt, Über ein Braunsches Rohr, welches sekundäre Kathodenstrahlen benutzt. S. 239.

R. Mechau, Ein neues Galvanometer. (Mitteilungen aus dem Carl-Zeiß-Werk, Jena.) S. 242.

Besprechungen:

F. M. Jaeger, Lectures on the principle of symmetry and its application in all natural sciences. S. 246.

E. Madelung, Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. S. 246.

F. Wüst, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. III, 2. S. 247.

H. Schumann, Lehrbuch der Physik. S. 248.

A. Haas, Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen. S. 248.

Personalien. S. 248.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente.

Von J. Holtsmark.

In einer früheren Mitteilung[1]) würde über eine Bestimmung der Wellenlängen von der K-Strahlung der Elemente Bor und Kohlenstoff berichtet. Die verwendete Methode war eine lichtelektrische, indem die lichtelektrische Wirkung der Röntgenstrahlung von einer aus den betreffenden Elementen bestehenden Antikathode in ihrer Abhängigkeit von der kinetischen Energie der auf die Antikathode treffenden Elektronen studiert wurde. Das Einsetzen der gesuchten K-Strahlung zeigt sich dann durch einen plötzlichen Anstieg dieser lichtelektrischen Wirkung bei einer bestimmten beschleunigenden Spannung, und man erhält die Frequenz der Strahlung, bzw. der zugehörigen Absorptionskante, aus der bekannten $h\nu$-Beziehung

$$eV = h\nu$$

(e = elektrisches Elementarquantum, V = beschleunigendes Potential der Elektronen, h = Plancks Konstante, ν = Frequenz der Strahlung).

Betreffend der verwendeten Apparatur sei auf die vorstehend zitierte Mitteilung verwiesen.

Von den früher gefundenen Frequenzen für B und C fügte sich der Wert für Kohlenstoff gut in die extrapolierte Kurve der K_α-Frequenzen für höhere Atomnummern ein, dagegen fiel der Wert für Bor in auffallender Weise aus dieser Kurve heraus, indem die beobachtete Anregungsspannung etwa 50 Volt niedriger als der extrapolierte Wert war. Dies Verhalten des Bors wurde durch die analogen Messungen von Hughes[1]) bestätigt; der von diesem Forscher gefundene Wert stimmt bis auf ein paar Volt mit dem aus meinen Beobachtungen folgenden überein. Theoretisch läßt sich die Sachlage auf Grund der Bohrschen Theorie für die Konstitution der Elemente deuten, wir kommen später auf diesen Punkt zurück.

Inzwischen wurden die Elemente Lithium und Beryllium untersucht, und es wurde viel Mühe daran verwandt, die K-Anregungsgrenzen dieser beiden Elemente möglichst genau zu bestimmen, um zu sehen, ob das obengenannte Verhalten des Bors nur bei diesem Elemente zu finden ist, oder wie man es erwarten müßte, falls die in Aussicht genommene Erklärung die richtige ist, auch die zwei zwischenliegenden Elemente Lithium und Beryllium eine Abweichung im selben Sinne zeigen.

Wenn ein neues Element untersucht werden soll, entsteht vor allem die Frage, was für eine Verbindung desselben als Antikathodenmaterial zu verwenden ist. Man ist in dieser Hinsicht recht gebunden, denn die betreffende Verbindung muß 1. sehr schwer oder gar nicht flüchtig sein, 2. das gewünschte Element in genügend hoher Prozentzahl enthalten, 3. genügend gutleitend sein, und 4. müssen die Anregungsgrenzen der übrigen darin enthaltenen Elemente in nicht zu großer Nähe der gesuchten Anregungsgrenzen liegen, damit Überlagerungen

1) J. Holtsmark, diese Zeitschr. **23**, 252, 1922.

1) A. Hughes, Phil. Mag. **43**, 145, 1922.

nicht stören. Für die Verwendung der reinen Elemente, die an sich wahrscheinlich nicht unmöglich, wenn auch wegen der Wasserstoff- und Stickstoff-Absorptionsfähigkeit der beiden Metalle mit bedeutenden Schwierigkeiten verbunden wäre, war die Apparatur nicht geeignet. Es wurde daher Li_2O bzw. BeF_2 verwendet. Beide Stoffe sind genügend schwer-flüchtig, auch enthalten sie Li bzw. Be in genügender Menge und sind hinreichend leitend. Der vierten Bedingung entspricht jedoch das LiO_2 nicht besonders gut, weil die L-Strahlung des O nach Kurth[1]) bei 50 Volt liegt, während aus dieser Untersuchung die Li-K-Strahlung sich nur um ein paar Volt davon verschieden ergibt. Aus verschiedenen Gründen glaube ich aber annehmen zu dürfen, daß die gefundene Anregungsgrenze wirklich dem Li gehört. Erstens müßte man erwarten, daß die O-Strahlung schon deshalb schwächer werden wird, weil das Li_2O doppelt soviel Li-Atome wie Sauerstoffatome enthält, und zweitens zeigten Kontrollversuche mit einer oxydierten Ni-Anode keine O-Strahlung bei 50 Volt, so daß sie wahrscheinlich viel schwächer als die Li-Strahlung ist. Endlich ist auch der gefundene Wert deutlich von dem Kurthschen O-Wert verschieden.

Eine weitere Quelle zu Fehlern ist die Verdampfung bzw. Zerstäubung aus dem Glühdraht, welche die Anode mit einem Beschlag von unbekannter Zusammensetzung überzieht. Dies kann nur durch sehr vorsichtiges Ausglühen des Drahtes vermieden werden, am besten verfährt man so, daß man den Glühdraht zuerst entgast, dann die Apparatur öffnet und die Anode einsetzt, und erst nach völliger Entgasung sämtlicher übrigen Metallteile den Glühdraht langsam zum Glühen bringt. Nichtbeachtung dieser Vorsichtsmaßregeln hat eine Überziehung der Anode in kürzester Zeit zur Folge. Das Li_2O ist insofern recht vorteilhaft, als es bei Rotglut schmilzt und dadurch die Oberfläche der Antikathode mit frischem Material versieht. Bei der Messung darf man natürlich keine so hohe Antikathodentemperatur verwenden, weil sonst störende Verdampfung eintritt.

Das Beryllium wurde in der Form von BeF_2 verwendet. Sehr reines Berylliumkarbonat, das mir Herr Professor H. Goldschmidt freundlichst zur Verfügung stellte[2]), wurde auf die Platinantikathode aufgebracht, mit HF angefeuchtet und geglüht. Durch wiederholte Behandlung entstand eine kristallinische Schicht von einem Berylliumfluorid, das vielleicht noch etwas BeO enthielt. Vor dem Einsetzen in den Apparat wurde die so behandelte Antikathode stark geglüht. Es wurde auch versucht, sowohl BeO als reines Beryllium anzuwenden. Dies scheiterte jedoch an dem Umstand, daß das BeO nicht hinreichend leitet, so daß nur geringe Stromstärken verwendet werden konnten, und außerdem keine scharfe Knicke erhalten wurden. Das Be-Metall stand als Pulver zur Verfügung, alle Versuche, dies in zuverlässig leitender Verbindung mit der Antikathode zu bringen, waren aber vergeblich. Die Messungen wurden daher mit dem BeF_2 gemacht.

Die Genauigkeit der Messungen ist bei so geringen Spannungen (50—100 Volt), wie sie hier in Frage kommen, naturgemäß geringer wie beim Arbeiten mit höheren Anregungspotentialen. Besonders beim Lithium ist große Vorsicht geboten. Es wurde daher eine größere Zahl von Beobachtungsreihen gemacht, und das Mittel daraus genommen. Nach einem versehentlichen Durchbrennen des Glühdrahts wurde die Antikathode herausgenommen, neu mit LiO_2 beschickt, und weitere Messungen gemacht. Der Knick in den Kurven wurde auch nach dieser Erneuerung bei derselben Spannung beobachtet. In der Fig. 1 sind die Kurven für Lithium wiedergegeben. Als Abszisse ist die beschleunigende Spannung der erregenden Elektronen, und als Ordinate das Verhältnis der beobachteten lichtelektrischen Wirkung der Röntgenstrahlen zur Intensität der erregenden Kathodenstrahlen verwendet.

Außerordentlich bemerkenswert ist in diesen Kurven der streng lineare Verlauf auf beiden Seiten des Knickpunktes. Dies Verhalten, das bei allen Kurven[1]) auftritt, deutet offenbar auf eine Gesetzmäßigkeit hin und dürfte für eine Theorie der Emission durch Elektronenstoß sehr wichtig sein. Es besteht ein vorläufig ungeklärter Gegensatz zwischen dieser Linearität bei den niedrigen Frequenzen und analogen Versuchen von Webster[2]) und Clark für Rh-K_α und K_β, Pt-L_α, sowie Versuchen von B. A. Wooten[3]) für Mo- und Pd-, K_α und K_β, wo der Anstieg stärker als der lineare gefunden wurde. Vgl. auch die Theorie von S. Rosseland[4]). Dasselbe Verhalten finden auch Kurth und Hughes, und zwar nicht nur bei den K-Strahlungen, sondern ganz allgemein in diesem Frequenzbereich.

In der Figur ist die mit I bezeichnete Kurve

1) E. H. Kurth, Phys. Rev. 18, 461, 1921.
2) Ich spreche Herrn Professor Goldschmidt hierfür meinen verbindlichsten Dank aus.

1) Bei Beryllium scheinen Abweichungen vorhanden zu sein. Vgl. weiter unten.
2) Webster u. Clark, Proc. Nat. Acad. Sc. 3, 181, 1917.
3) B. A. Wooten, Phys. Rev. 18, 71, 1919.
4) S. Rosseland, Phil. Mag. 45, 65, 1923.

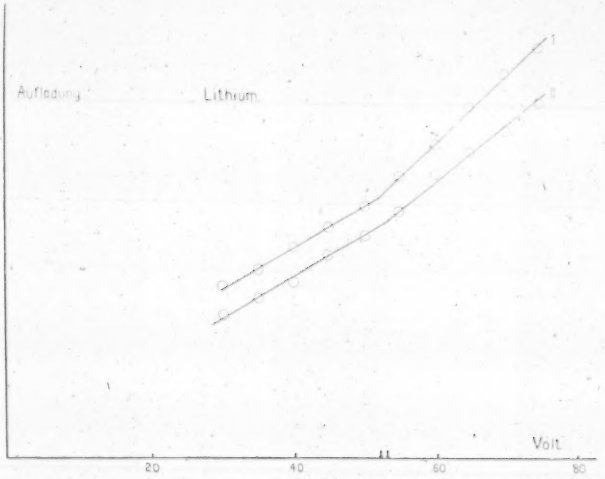


Fig. 1. Lithium-K-Strahlung.

das Mittel aus 8 verschiedenen Kurven mit der ersten Antikathode, während die Kurve II das Mittel aus 3 Kurven ist, die mit einer frischen Antikathode aufgenommen wurden. Sämtliche Kurven zeigten einen Knick, aber die genaue Lage schwankt etwas. Auf den besten Kurven, d. h. diejenigen, die einen besonders glatten Verlauf haben, liegt der Knick sehr nahe bei dem Wert, der aus der gemittelten Kurve folgt. Der Knick liegt auf der Kurve II etwa 1 Volt höher als auf der Kurve I. Dies wird zum Teil dadurch erklärt, daß die anzubringende Korrektion wegen der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen und dem Spannungsabfall im Glühdraht im Falle II etwa 0,5 Volt kleiner war.

Die genauen korrigierten Werte für die Knickpunkte sind:

Li_2O Kurve I 52,6 Volt,
Kurve II 53,1 Volt,

ich halte jedoch den ersteren Wert für den zuverlässigeren[1]).

Die Versuche mit BeF_2 sind nicht so genau wie die Lithiumversuche. Nach Aufnahme von einigen Kurven, die allerdings sehr gut ausfielen, zerbrach der Quarzapparat, so daß die Versuche vorläufig verschoben werden mußten. Ich gebe jedoch der Vollständigkeit halber die erhaltenen Resultate wieder, und hoffe demnächst genauere Zahlen mitteilen zu können. Sämtliche Kurven zeigen einen sehr starken Anstieg der lichtelektrischen Wirkung bei etwa 90—100 Volt, der sonst so genaue lineare Verlauf der Kurven auf beiden Seiten des Anstiegs ist aber hier nicht vorhanden. Was der Grund dafür ist, müssen spätere Versuche entscheiden. Als vorläufige Zahl für die K-Anregungsspannung des Berylliums folgt aus den erhaltenen Kurven

BeF_2 95 Volt,

die auf ± 5 Volt richtig sein dürfte.

Daß dieses Anregungspotential dem Beryllium und nicht dem Fluor gehört, folgt mit Wahrscheinlichkeit daraus, daß der Zahlenwert sehr gut mit den Werten für Li und B korrespondiert, während die extrapolierten Anregungspotentiale (K- und L-) des Fluors weit davon entfernt liegen.

In der Tabelle I und in der Fig. 2 sind die bis jetzt genau gemessenen K-Anregungspotentiale der ersten Elemente zusammengestellt und die Beobachter daneben angegeben. Als Abszisse ist die Atomnummer, z, und als Ordinate die Quadratwurzel aus dem Anregungspotential, V, verwendet. Für Kohlenstoff habe ich sowohl den Wert von Hughes (215 Volt) als den davon wesentlich verschiedenen Wert der anderen Beobachter (289 Volt) eingesetzt. Die schwarzen Punkte sind aus Versuchen mit Gasen gewonnen, sie liegen meist niedriger als die entsprechenden aus Versuchen mit festen Körpern und scheinen überhaupt damit nicht ohne weiteres vergleichbar zu sein. Zum Vergleich ist auch noch der röntgenspektroskopische Wert von

1) Diese Resultate wurden auf dem Physikertag in Uppsala, August 1922, mitgeteilt.

Tabelle I.

K-Anregungsgrenzen der leichten Elemente.

Atomnummer	Element	Benutzte Verbindung	Mutmaßliche Anahl der zweiquantigen Elektronen in der Verbindung	*K*-Grenze Volt	Beobachter
1	*H*	—	—	10,1	Lyman, Millikan[1]), spektroskopisch
2	*He*	*He*	0	20,5–21,3	Franck u. Knipping[2]), Lyman u. Fricke[3])
3	*Li*	Li_2O	0	52,6	Diese Untersuchung
4	*Be*	BeF_2	0	95	„ „
5	*B*	*B*	0	145	Hughes[4])
„	*B*	*B* oxyd.?	0	145—150	Holtsmark[5])
6	*C*	*C* amorhp	8	280	Richardson u. Bazzoni[6])
„	„	„ „	8	289	Kurth[7])
„	„	„ Graphit	0?	215	Hughes[4])
„	„	„ amorph	8	288	Holtsmark[5])
„	*C*	CO, CCl_4, C_2H_2, CO_2)	?	234,3 271,9 311	Foote u. Mohler[8])
7	*N*	N_2	?	350—353 374	„ „ „
8	*O*	O_2	?	478	„ „ „
	O	*CuO*	8	523	Kurth[7])
9	*F*	(*F*-Ion)	8	(649)	Berechnet durch Extrapolation aus *C* und *O* von Kurths Zahlen.
10	*Ne*	—	—	—	
11	*Na*	Na_2SO_4	8	1039	Hjalmar, spektroskopisch[9])

1) R. Millikan, Astrophys. Journ. **52**, 47 u. 286, 1920.
2) J. Franck u. P. Knipping, diese Zeitschr. **20**, 481, 1919; Zeitschr. f. Phys. **1**, 320, 1920.
3) Th. Lyman u. H. Fricke, Phil. Mag. **41**, 814, 1921.
4) A. H. Hughes, Phil. Mag. **43**, 145, 1922.
5) J. Holtsmark, diese Zeitschr. **23**, 252, 1922.
6) O. W. Richardson u. C. B. Bazzoni, Phil. Mag. **42**, 1015, 1921.
7) E. H. Kurth, Phys. Rev. **18**, 461, 1921.
8) P. Foote u. F. L. Mohler, Scient. Pap. Bur. Stand. **17**, 471, 1922.
9) E. Hjalmar, Zeitschr. f. Phys. **1**, 439, 1920.

Hjalmar von *Na* mitgenommen. Die ausgezogene Gerade von *Na* bis *He* ist die bekannte Kosselsche Extrapolation der K_α-Linien.

Man sieht, daß der höhere *C*-Wert sich derselben sehr genau anpaßt. Dagegen liegt der von Kurth gemessene *O*-Wert merklich unterhalb der Kosselschen Extrapolation. In Wirklichkeit liegen beide Punkte, *C* und *O*, auf einer Geraden durch den Nullpunkt, die in der Figur strichpunktiert ist. Aus der Figur ersieht man sofort, wie schon vermutet wurde[1]), daß die Elemente $z = 2$ bis 5 sich anders verhalten wie die folgenden. Man gewinnt aber auch den Eindruck, daß der Hughessche Wert für Kohlenstoff einer Linie derselben Art wie die Linien der niederen Elemente angehört, daß es somit zwei *K*-Grenzen des Kohlenstoffs gibt. Ferner ist in der Kurve auffallend, daß die gerade Linie durch die Punkte $z = 2$ bis $z = 5$, fast genau durch den Nullpunkt geht, wie es die gestrichelte Fortsetzung in der Figur zeigt. Es wurde in der früheren Mitteilung darauf hingewiesen, daß dies auf eine weitgehende Ähnlichkeit der Konfiguration der einquantigen Bahnen und der *K*-Sprünge bei diesen Elementen deutet. In der Tat hat man insofern mit ähnlichen Gebilden zu tun, als das Lithium im Li_2O sowie das Beryllium im BeF_2 keine zweiquantige Elektronen mehr besitzt, weil diese (nach der wohl jetzt allgemein angenommenen Auffassung) an die *O*- bzw. *F*-Atome hinübergetreten sind. Das Heliumatom, das einfach positiv geladene Lithiumatom, das zweifach positive Berylliumatom und das dreifach positive Boratom sind also bis auf die Kernladung ähnlich, weshalb man ein Verhalten wie das soeben beschriebene wohl verstehen kann. Nicht so zwangläufig ist diese Erklärung im Fall des Bors, wenn man nicht annehmen will, daß das Bor oberflächlich oxydiert war, was allerdings bei der bekannten äußerst leichten Oxydierbarkeit des Bors sehr wahrscheinlich ist. Man könnte versucht sein, auch für Kohlenstoff dieselbe Erklärung anzuwenden, es wäre dann der Hughessche Wert dem 4fach positiv geladenen Kohlenstoff zuzuschreiben, vielleicht von einer dünnen, aus einer Verbindung bestehenden Oberflächenschicht herrührend. Der

1) Vgl. J. Holtsmark, l. c. S. 255.

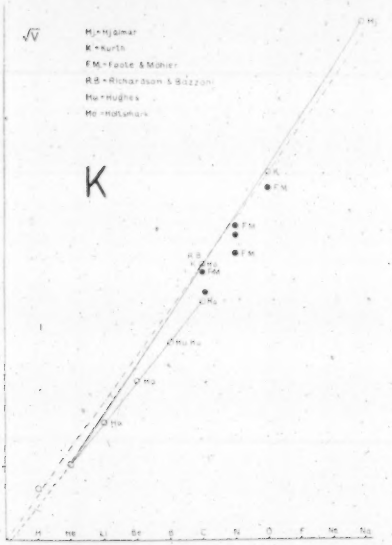


Fig. 2. K-Grenzen der Elemente von Wasserstoff bis Natrium.

Wert von O (von Kurth zu 523 Volt gemessen) ist unbedingt dem zweifach negativ geladenen O (in CuO) zuzuschreiben. Folgerichtig müßten wir dann auch den höheren Kohlenstoffwert (289 Volt) dem 4fach negativ geladenen C-Atom zuschreiben. Die Diskontinuität in der Kurve zwischen C und B käme beim Übergang von 4fach negativ geladenen C zum 3fach positiv geladenen B, wovon das erstere 2 + 8 Elektronen, das letztere nur 2 Elektronen enthält.

Es ist von vornherein sehr wahrscheinlich, daß z. B. dampfförmiges, metallisches Lithium, und das positiv geladene Lithium im Lithiumoxyd verschiedene Werte der K-Grenze geben müssen. Ein ähnliches Verhalten ist von Lindh[1]) bei gewissen Chlor- und Schwefelverbindungen im gewöhnlichen Röntgengebiet beobachtet worden, indem die Wellenlänge der K-Absorptionsgrenze etwas verschieden bei verschiedener Wertigkeit des Elements in der Verbindung gefunden wurde. Die Differenzen waren jedoch kleiner als hier (4,5—11 Volt), das hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß die Schale der Valenzelektronen bei S und Cl die dreiquantige ist und daher einen größeren Abstand von der K-Schale besitzt.

1) A. E. Lindh, Fysisk Tidsskrift **20**, 132, 1922.

Nach der Theorie von Bohr[1]) über die Konstitution der Atome bestehen die Elemente von He bis Ne aus einer inneren einquantigen Schale und aus einer zweiquantigen Schale, die maximal vier 2_1-Bahnen (in der Bohrschen Bezeichnungsweise) und vier 2_2-Bahnen enthält. Bei der Erregung eines Elements zur Emission der K_α-Linie muß ein Elektron der inneren 1_1-Schale auf eine höherquantige Bahn gebracht werden. Wenn die zweiquantigen Bahnen nicht schon vollbesetzt sind, kann das einquantige Elektron auf eine zweiquantige Bahn springen, wir haben in diesem Fall ein Zusammenfallen der K-Anregungsgrenze mit der K_α-Linie. Dies ist der Fall bei den Elementen He bis B und eventuell beim 4fach positiven C. Wenn aber die zweiquantige Schale schon vollbesetzt ist, was bei Ne der Fall ist, und auch beim 2fach negativen O und anscheinend auch bei den C-Atomen in der amorphen Kohle, so ist eine Erregung in dieser Weise nicht mehr möglich. Vielmehr muß das Elektron auf ein noch höheres Niveau gebracht werden. Dazu ist ein bedeutend höherer Energiebetrag nötig, und außerdem entsteht der prinzipielle Unterschied, daß K-Anregungsgrenze und K_α-Emission sich voneinander unterscheiden müssen. Die gemessenen Anregungspotentiale von $z = 3-5$ sind nahe dreiviertel derjenigen, die sich aus der strichpunktierten Extrapolation der höheren Elemente ergeben würden. Wenn wir rein qualitativ die Energien der zwei- und mehrquantigen Bahnen als wasserstoffähnlich ansehen, so würde dies darauf hindeuten, daß von $z = 2-5$ der Sprung aus der einquantigen in eine zweiquantige Bahn möglich ist, daß aber von $z = 6$ ab der Sprung von der einquantigen Schale in eine bedeutend höherquantige Bahn oder ins Unendliche bevorzugt wird. Dazu kommt noch der Einfluß der 8fach besetzten zweiquantigen Schale, der zurzeit nicht quantitativ verfolgt werden kann. Nur beim Kohlenstoff sind beide Fälle beobachtet, wir haben dies auf zwei verschiedene Ionisierungszustände des Kohlenstoffs zurückgeführt.

Vorläufig möchte ich nur auf diese interessanten Gesetzmäßigkeiten hinweisen, ich hoffe durch weitere Versuche, die jetzt im Gang sind, die Abhängigkeit der Anregungsgrenze von dem Ionisierungszustand weiter verfolgen zu können. Besonders interessant wäre es auch zu sehen, ob der Fluorpunkt an z. B. BeF_2 gemessen sich ähnlich wie der Sauerstoffpunkt verhält und etwa auf der strichpunktierten Kurve liege, was wir nach Obigem erwarten dürfen. In diesem Falle hätten wir eine merkwürdige Diskontinuität

1) N. Bohr, Zeitschr. f. Phys. **9**, 1 ff., 1922.

in der Kurve zwischen F und Na. Man kann vielleicht auch hoffen, in dieser Weise eine Entscheidung über den Ionisationszustand der Metallatome im reinen Metallgitter treffen zu können.

Es wurden auch Versuche mit einer Antikathode aus Nickel gemacht und mehrere deutliche Knicke in den erhaltenen Kurven gefunden, sicher konnten bis jetzt nur zwei starke Emissionen bei 118 und 245 Volt festgestellt werden.

Kristiania, 14. April 1923, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 25. April 1923.)

Zur allgemeinen Relativitätstheorie.

Von H. Weyl.

1. Nach dem Einsteinschen Äquivalenzprinzip folgt aus dem Dopplereffekt, daß Licht, wenn es von einem Orte minderen Gravitationspotentials zu uns gelangt, in langsamerem Rhythmus schwingt als dasjenige, welches am Ort des Beobachters durch den gleichen atomaren Vorgang erzeugt wird; die Spektrallinien erscheinen nach dem roten Ende verschoben. Doppler- und Einstein-Effekt sind untrennbar miteinander verbunden. Das einfache Prinzip, nach welchem er sich in einem beliebigen Gravitationsfeld und bei beliebiger Bewegung der Lichtquelle und des Beobachters berechnen läßt, wurde von mir in der 5. Auflage des Buches „Raum, Zeit, Materie" (Julius Springer 1923), Anhang III, wie folgt formuliert. Auf der Weltlinie L der punktförmig gedachten Lichtquelle Q bedeute s, auf der Weltlinie A des Beobachters σ die Eigenzeit. Die von den verschiedenen Punkten s von L ausgehenden in die Zukunft geöffneten Nullkegel K_s sind die (dreidimensionalen) Flächen konstanter Phase für das ausgestrahlte Licht. K_s wird die Linie A in einem bestimmten Punkte $\sigma = \sigma(s)$ schneiden. Aus dem Rhythmus des Phasenwechsels auf L erhält man den vom Beobachter wahrgenommenen Phasenwechsel, indem man darauf achtet, wie A die sukzessiven Phasenflächen durchschneidet. Ist der von der Lichtquelle ausgelöste Vorgang am Ort der Quelle ein rein periodischer, und zwar von unendlich kleiner Periode, so ist auch der Phasenwechsel, der über den Beobachter hinstreicht, periodisch; aber die Periode ist im Verhältnis $\varrho = \frac{d\sigma}{ds}$ vergrößert (wenn sie auf L sowohl wie auf A mittels der zugehörigen Eigenzeit s bzw. σ gemessen wird); ϱ ist die Ableitung der eben eingeführten Funktion $\sigma(s)$. Führt der Beobachter eine Lichtquelle Q_0 von der gleichen physikalischen Beschaffenheit wie die beobachtete mit sich, so wird die in σ gemessene Frequenz von Q_0 gleich der in s gemessenen Frequenz von Q sein. Es geht daraus hervor, daß die Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ des Lichtes, welches der Beobachter von Q empfängt, zu der Wellenlänge λ der mitgeführten Quelle Q_0 in dem Verhältnis ϱ steht:

$$\boxed{\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \varrho - 1.} \qquad (1)$$

2. Drei Vorstellungen über Zusammenhang und metrische Struktur der Welt im Großen betrachtete ich a. a. O. nebeneinander, sie als elementare, Einsteinsche und de Sittersche Kosmologie unterscheidend. Von ihnen scheint mir die letzte bei weitem die befriedigendste; nach ihr erhält man für zwei Sterne A, B, welche derselben von Ursprung her zusammenhängenden Wirkungswelt angehören, eine gegenseitige Verschiebung der Spektrallinien: das Spektrum, welches ein Beobachter auf B von dem Stern A gewinnt, zeigt die Linien nach dem roten Ende verschoben, und zwar gemäß der Formel

$$\boxed{\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \operatorname{tg}\frac{r}{a}}, \qquad (2)$$

in welcher a den konstanten Krümmungsradius der Welt, r die Entfernung des Sternes A vom Beobachter B bedeutet. Ich möchte hier die kleine Rechnung durchführen; an dem Ergebnis ist namentlich bemerkenswert, daß die Verschiebung mit wachsendem r ansteigt wie die erste Potenz von r/a.

In einem fünfdimensionalen „euklidischen" Raum mit der metrischen Fundamentalform $ds^2 = -\Omega(dx)$, $\Omega(x) = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 - x_5^2$ wird durch die Gleichung

$$\Omega(x) = a^2$$

ein vierdimensionales Hyperboloïd definiert, dessen metrisches Feld homogen und vom Trägheitsindex 3 ist. Dieses mit dem zwiefachen Saum der unendlich fernen Vergangenheit und der unendlich fernen Zukunft behaftete Hyperboloïd gibt nach der de Sitterschen Kosmologie ein metrisch treues Abbild der Welt. Die geodätischen Linien werden ausgeschnitten von den (zweidimensionalen) Ebenen, die durch den Nullpunkt des fünfdimensionalen Raumes hindurchlaufen. Der in die Zukunft geöffnete, vom Weltpunkt P ausgehende Nullkegel überstreicht, wenn P eine solche geodätische Linie $\mathfrak{g}$ mit zeitartiger Richtung durchläuft, den Wirkungs-

bereich von $\mathfrak{g}$. Daß die beiden Sterne A und B einem gemeinsamen System angehören, von Ursprung her miteinander kausal verbunden sind, bedeutet, daß ihre Weltlinien den gleichen Wirkungsbereich Σ haben[1]). Die Weltlinien aller Sterne des Systems Σ werden ausgeschnitten von Ebenen, welche durch eine gemeinsame Achse hindurchgehen, eine Mantellinie des Asymptotenkegels. Zwei Ebenen dieses Büschels gehören einer gemeinsamen dreidimensionalen linearen Mannigfaltigkeit an, und wir können daher bei der Untersuchung des Wechselverhältnisses der beiden Sterne A und B zwei Weltdimensionen streichen.

Bei etwas anderer Wahl und Bezeichnung der Koordinaten haben wir es dann zu tun mit dem Hyperboloïd

$$x_1 x_2 + x_3^2 = 1,$$

im Raum mit der metrischen Fundamentalform

$$-ds^2 = dx_1 dx_2 + dx_3^2.$$

Die x_2-Achse ist Asymptote und sei zugleich die „Achse" des Systems Σ. Die Weltlinie des „Beobachters" B auf dem Hyperboloïd werde ausgeschnitten durch die Ebene $x_3 = 0$, die Weltlinie des Sternes A durch die Ebene $x_3 = \alpha x_1$. Es enthält keine Einschränkung, die Konstante α als positiv vorauszusetzen. Zur Unterscheidung werden die laufenden Koordinaten von A mit $x_1 x_2 x_3$, von B mit $\xi_1 \xi_2 \xi_3$ bezeichnet. Setzt man für B

$$\xi_3 = 0;\ \xi_1 = e^{\sigma},\ \xi_2 = e^{-\sigma},$$

so ist offenbar σ die zugehörige Eigenzeit; wachsendem σ entspreche der Fortschreitungssinn Vergangenheit → Zukunft. Für den Stern erhält man aus $x_3 = \alpha x_1$ und der Gleichung des Hyperboloïds die Beziehung

$$x_1 (x_2 + \alpha x_3) = 1$$

und zugleich ist auf seiner Weltlinie

$$-ds^2 = dx_1 (dx_2 + \alpha dx_3).$$

In den Gleichungen

$$x_1 = e^s,\ x_2 + \alpha x_3 = e^{-s}\ (x_3 = \alpha \cdot e^s)$$

ist also s die Eigenzeit des Sternes. Sind ξ_1, ξ_2 irgend zwei Zahlen, deren Produkt $= 1$ ist, so stellt das Gleichungspaar

$$\begin{vmatrix} \xi_1 x_2 = 1 + x_3 \\ \xi_2 x_1 = 1 - x_3 \end{vmatrix} \text{ und ebenso } \begin{vmatrix} \xi_1 x_2 = 1 - x_3 \\ \xi_2 x_1 = 1 + x_3 \end{vmatrix}$$

je eine geradlinige Erzeugende des Hyperboloïds dar. Beide Gerade laufen offenbar durch den Punkt $(\xi_1, \xi_2, 0)$; sie bilden den von diesem Weltort des Beobachters ausgehenden Nullkegel. Um den Schnittpunkt der in die Vergangenheit geöffneten Hälfte des Nullkegels mit der Weltlinie des Sternes A zu bestimmen, müssen wir (wegen $\alpha > 0$, $x_3 > 0$), wie man sofort erkennt, das erste Gleichungspaar wählen. Der Beobachtungsmoment $\sigma = \sigma(s)$ eines vom Stern im Augenblick s abgeschickten Lichtsignals bestimmt sich also aus der Gleichung

$$e^{s-\sigma} = 1 - \alpha e^s \quad \text{oder} \quad e^{\sigma - s} = 1 + \alpha e^{\sigma}.$$

(Die zweite Gleichung entsteht aus der ersten durch Multiplikation mit $e^{\sigma - s}$.) Differentiation liefert

$$\alpha e^{\sigma} d\sigma = e^{\sigma - s} (d\sigma - ds) = (1 + \alpha e^{\sigma})(d\sigma - ds)$$

oder

$$\varrho = \frac{d\sigma}{ds} = 1 + \alpha e^{\sigma}. \tag{3}$$

Derjenige Teil des Systems Σ, welchen der Beobachter B überhaupt im Laufe seiner unendlichen Geschichte zu Gesicht bekommt, ist ein keilförmiger Ausschnitt der ganzen Welt, der sich so auf statische Koordinaten beziehen läßt, daß der Beobachter selber als ruhender Mittelpunkt seiner Welt erscheint. Die im statischen Raum des Beobachters gemessene Entfernung des Sternes im Augenblick σ findet man, indem man durch den Punkt $\sigma = (\xi_1 \xi_2\, 0)$ der Weltlinie A des Beobachters die zu A orthogonale Ebene hindurchlegt

$$x_1 d\xi_2 + x_2 d\xi_1 = 0 \tag{4}$$

und auf dem Schnittkreis den Abstand r bestimmt. Die Gleichung (4) lautet

$$-x_1 e^{-\sigma} + x_2 e^{\sigma} = 0 \quad \text{oder} \quad x_1 \xi_2 - x_2 \xi_1 = 0.$$

Infolgedessen ist

$$x_1 = \xi_1 \cos r,\quad x_2 = \xi_2 \cos r,\quad x_3 = \sin r \tag{5}$$

die Parameterdarstellung des Schnittkreises, und wegen $-ds^2 = dr^2$ ist der Parameter r die „natürliche" Entfernung seiner Punkte vom Beobachtungspunkt. Der Kreis schneidet die Weltlinie des Sternes dort, wo $x_3 = \alpha x_1$ ist; d. h. $\sin r = \alpha \xi_1 \cos r$,

$$\operatorname{tg} r = \alpha e^{\sigma}. \tag{6}$$

Die Verbindung dieser Formel mit (3) liefert das behauptete Resultat

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \varrho - 1 = \operatorname{tg} r. \tag{7}$$

Es wird nützlich sein, die Größe der Verschiebung zu vergleichen mit der Radialgeschwindigkeit des Sternes $\frac{dr}{d\sigma}$. Alle Sterne unseres

1) Bei de Sitter sowohl (Monthly Notices of the Roy. Astronom. Soc., Nov. 1917) wie bei Eddington (Math. Theory of Relativity, Cambridge 1923, S. 161 ff.) fehlt noch diese Annahme über den „Ruhzustand" der Sterne — die einzig mögliche übrigens, welche sich mit der Homogenität von Raum und Zeit verträgt. Ohne eine solche Annahme läßt sich aber natürlich nichts über die Rotverschiebung ausmachen.

Systems Σ fliehen nämlich von einem beliebig herausgegriffenen Beobachtungsstern aus in radialer Richtung davon; der Materie wohnt eine universelle Fliehtendenz inne, welche in dem „kosmologischen Glied" des Einsteinschen Gravitationsgesetzes ihren Ausdruck findet (und welche in der Einsteinschen Kosmologie kompensiert wird durch die gravitierende Wirkung der den Raum homogen erfüllenden Weltmasse). Aus (6) ergibt sich

$$\frac{1}{\cos^2 r}\frac{dr}{d\sigma} = ce^{\sigma} \quad \text{und damit} \quad \frac{dr}{d\sigma} = \sin r \cos r.$$

Die Verschiebung (7) ist also im Verhältnis $1 : \cos^2 r$ größer, als es der Radialgeschwindigkeit entspricht.

Was die Beziehung unseres Resultates zur Erfahrung angeht, zu den von den Astronomen gefundenen starken Rotverschiebungen der Spektrallinien der Spiralnebel, verweise ich auf die von Eddington in seinem neuen, oben zitierten Buch auf S. 162 gegebene Tabelle; man vergleiche ferner die in meinem Buche a. a. O. gemachten Bemerkungen über die Größenordnung des Weltradius, die sich aus der kosmologischen Deutung jener Rotverschiebung in unserm Sinne und den hypothetischen Parallaxebestimmungen an Spiralnebeln ergeben würde.

(Eingegangen 17. April 1923.)

Magnetisches Material für Hochfrequenzfelder.

Von Richard Gans.

Es liegt nahe, als magnetisches Material für Hochfrequenzfelder in Paraffin eingebettetes Eisenpulver zu benutzen, um auf diese Weise die schädlichen Wirbelströme zu vermeiden. Über das Verhalten von Eisenpulver mit oder ohne Paraffin liegen auch schon verschiedene experimentelle Arbeiten vor, so z. B. von Braun[1]) und Zenneck[2]). Es ergab sich eine Permeabilität des Gemisches, die bei 10^6 Wechseln in der Sekunde annähernd gleich der für stationäre Felder gültigen ist, nämlich zwischen 2 und 3, jedoch zeigten die Braunschen Messungen ausgesprochen einen Energieverlust, dessen Existenz natürlich die Anwendbarkeit des Materials stark herabsetzen würde. Da die Braunschen Versuche aber nur einen orientierenden Charakter tragen und mit großen Energien ausgeführt sind, so daß weder Hysteresis noch Funken zwischen den Eisenteilchen ausgeschlossen sind, schien es angebracht, die Frage von neuem zu behandeln und durch Aufnahme von Resonanzkurven sowohl die Permeabilität als auch die Dämpfung eines Spulenkernes aus Eisenpulver-Paraffin-Gemischen zu messen. Das hat Herr Loyarte[1]) am hiesigen Institut getan. Es ergaben sich nach seinen Messungen Permeabilitäten zwischen 2,5 und 3, in Übereinstimmung mit den Versuchen von Braun und Zenneck, jedoch Verluste, die wesentlich kleiner waren als bei ihnen, und zwar zu klein, um bei seiner Versuchsanordnung (Schwingungskreis mit Stoßerregung) befriedigende quantitative Resultate zu liefern. Man müßte die Messungen mit Röhrengeneratoren wiederholen.

Außerdem ist es erwünscht, theoretische Anhaltspunkte für das magnetische Verhalten des in Paraffin eingebetteten Eisenpulvers zu gewinnen und anzugeben, durch was für physikalische Konstanten man ein solches Material charakterisieren kann, sowie zu berechnen, welche Wirkung eine Spule mit einem Kern aus dem in Frage kommenden Material hat. Diesem Problem ist die vorliegende Arbeit gewidmet.

Um rechnerisch einen Überblick über die magnetischen Eigenschaften des Eisenpulvers zu bekommen, läßt sich eine Theorie entwickeln, die wir makro-molekular nennen können. Wir müssen dabei einige vereinfachende Annahmen machen, die praktisch nur unvollkommen den Tatsachen entsprechen; jedoch werden wir nachträglich angeben können, welche Ergebnisse auch ohne diese Voraussetzungen bestehen bleiben werden.

Wir wollen annehmen, daß die Eisenteilchen kugelförmig, und zwar alle vom selben Radius a sind, daß sie nach den Gesetzen des Zufalls verteilt sind, und daß a klein gegen den mittleren Abstand der Teilchen ist. Die letzte Voraussetzung ist die bedenklichste, da man bestrebt sein wird, möglichst viel Eisenpulver ins Paraffin einzubetten, um eine hohe Permeabilität zu erreichen.

Wir betrachten zuerst eine einzelne Kugel im äußeren Felde K. Das Feld im Innern derselben berechnet sich aus der Gleichung

$$H_i = K - \frac{4\pi}{3} M = K - \frac{4\pi}{3} \varkappa H_i, \qquad (1)$$

unter M und $\varkappa$ die Magnetisierung bzw. die Suszeptibilität verstanden.

Aus (1) folgt

$$H_i = \frac{K}{1 + \frac{4\pi}{3}\varkappa}; \quad M = \varkappa H_i = \frac{\varkappa K}{1 + \frac{4\pi}{3}\varkappa}. \qquad (2)$$

1) F. Braun, Ann. d. Phys. (4) **10**, 326, 1903.
2) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) **12**, 869, 1903.

1) Ramón G. Loyarte, Contribución al estudio de las ciencias. Universidad de La Plata **3**, 193, 1922.

Das magnetische Moment f des Teilchens vom Volumen V ist also

$$f = MV = \frac{\varkappa V}{1 + \frac{4\pi}{3}\varkappa} K = gK, \tag{3}$$

wenn g eine Abkürzung bedeutet für

$$g = \frac{\varkappa V}{1 + \frac{4\pi}{3}\varkappa}. \tag{4}$$

Schließlich ist die magnetische Induktion mit Benutzung von (2), (3) und (4)

$$\left.\begin{aligned} B = H_i + 4\pi M = \frac{3\mu}{\mu + 2} K = \\ = \frac{3\mu}{\mu + 2}\frac{f}{g} = \frac{\mu}{\varkappa V} f, \end{aligned}\right| \tag{5}$$

wenn $\mu = 1 + 4\pi\varkappa$ die Permeabilität bezeichnet.

Ist diese Induktion zeitlich veränderlich, so entstehen in der Kugel Induktionsströme, die sich nach der Maxwellschen Gleichung (in elektromagn. Einh.)

$$\int E_s ds = \int \frac{\partial B_n}{\partial t} d\sigma \tag{6}$$

berechnen.

Führen wir ein räumliches Polarkoordinatensystem r, ϑ, φ ein, dessen Achse mit dem Magnetfelde zusammenfällt, so existiert aus Symmetriegründen nur die Komponente E_φ, und mit Berücksichtigung von (5) wird aus (6)

$$E_\varphi = -\frac{\mu}{2\varkappa V} r \sin\vartheta \cdot \frac{df}{dt}; \tag{7}$$

es folgt also für die in der Zeiteinheit entwickelte Joulesche Wärme

$$Q = \lambda \int E^2 dS = \alpha \left(\frac{df}{dt}\right)^2, \tag{8}$$

wo λ die elektrische Leitfähigkeit,

$$\alpha = \frac{\lambda \mu^2 a^2}{10 \varkappa^2 V} \tag{9}$$

bedeutet[1]).

Nennen wir die magnetische Energie des Teilchens U, so folgt aus (3)

$$U = \frac{1}{2g} f^2, \tag{10}$$

und da die in der Zeiteinheit von der erregenden Kraft K geleistete Arbeit $A = K\frac{df}{dt}$ ist, so ergibt das Energieprinzip

$$\frac{dU}{dt} + Q = A. \tag{11}$$

1) Hier ist die Voraussetzung gemacht, daß der Skineffekt wegen der Kleinheit der Kugel vernachlässigt werden kann. Mathematisch ausgedrückt muß $4\pi^2\lambda\mu n a^2$ klein gegen 1 sein (siehe R. Gans, Archiv f. Elektrotechnik 9, 413, 1921).

Durch Einführung der Werte (8) und (10) folgt die Differentialgleichung für f

$$\frac{f}{g} + \alpha\frac{df}{dt} = K. \tag{12}$$

Berücksichtigen wir nun, daß in dem Gemisch sehr viele Kugeln enthalten sind, und zwar N in der Volumeinheit, und nennen wir H die magnetische Feldstärke in der Mischung, so gilt die aus der Molekulartheorie bekannte Beziehung

$$K = H + \frac{4\pi}{3} N f. \tag{13}$$

Führen wir diese in die rechte Seite von (12) ein, so ergibt sich

$$f\left(1 - \frac{4\pi}{3} N g\right) + \alpha g \frac{df}{dt} = gH$$

oder mit Benutzung von (4)

$$f\left(1 - \frac{\mu - 1}{\mu + 2}\varphi\right) + g\alpha\frac{df}{dt} = gH. \tag{14}$$

Hier bedeutet

$$\varphi = NV \tag{15}$$

das Eisenvolumen, das in 1 cm³ der Mischung enthalten ist.

Hat das Feld H die Schwingungszahl n, so daß wir $H = Ce^{2\pi i n t}$ setzen können, so ist

$$f = \frac{gH}{1 - \frac{\mu - 1}{\mu + 2}\varphi + g\alpha 2\pi n i} \tag{16}$$

das der erzwungenen Schwingung entsprechende Integral von (14).

Da f komplex ist, können wir $4\pi N f$ immer in die Form bringen

$$4\pi N f = \left(\mu' - 1 + \frac{4\pi\varrho'}{2\pi n i}\right) H, \tag{17}$$

so daß die Maxwellsche Gleichung

$$-\operatorname{rot} E = \frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi N \frac{df}{dt} \tag{18}$$

übergeht in

$$-\operatorname{rot} E = \mu' \frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi\varrho' H. \tag{19}$$

Wir müssen also der Mischung eine Permeabilität μ' und eine magnetische Leitfähigkeit ϱ' zuschreiben[1]).

Die Werte dieser beiden Konstanten ergeben sich durch Einsetzen von (16) in (17) mit Berücksichtigung von (4) und (15). Es folgt

1) Der Begriff der magnetischen Leitfähigkeit ist von W. Arkadiew, diese Zeitschr. 14, 928 1913 gelegentlich des Studiums der Permeabilität ferromagnetischer Materialien für schnelle Schwingungen eingeführt und auch von uns (R. Gans und R. G. Loyarte, Ann. d. Phys. (4) 64, 209, 1921) bei Behandlung desselben Problems benutzt worden.

$$\mu' - 1 - \frac{2\varrho'}{n} i = \frac{3p}{1 - p + qi}, \qquad (20)$$

wo p und q Abkürzungen sind für

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{\mu - 1}{\mu + 2}\varphi; \quad q = 2\pi n a g = \\ &= \frac{12\pi^2}{5}\frac{\mu^2}{(\mu-1)(\mu+2)} n\lambda a^2. \end{aligned}\right| \qquad (21)$$

Trennt man in (20) den reellen vom imaginären Teil, so erhält man

$$\mu' - 1 = \frac{3p(1-p)}{(1-p)^2 + q^2}; \quad \frac{2\varrho'}{n} = \frac{3pq}{(1-p)^2 + q^2}. \qquad (22)$$

Diese Formeln vereinfachen sich sehr, wenn wir bedenken, daß die Permeabilität μ des Eisens stets groß gegen 1 ist. Dann wird nämlich aus (21)

$$p = \varphi; \quad q = \frac{12\pi^2}{5} n\lambda a^2, \qquad (23)$$

d. h. weder μ' noch ϱ' hängen von der magnetischen Qualität des Eisenpulvers ab.

Um die Größenordnung von q zu bestimmen, nehmen wir

$$n = 3 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{sec}}; \quad a = 0{,}5 \cdot 10^{-3}\,\text{cm};$$
$$\lambda = 10^{-4}\ \text{elm. Einh.}$$

an. Daraus folgt

$$q = 1{,}8 \cdot 10^{-4},$$

d. h. q^2 ist neben 1 zu vernachlässigen, und die Formeln (22) nehmen die noch einfachere Form an

$$\mu' - 1 = \frac{3\varphi}{1-\varphi}; \quad \varrho' = \frac{18\pi^2}{5}\lambda a^2 n^2 \frac{\varphi}{(1-\varphi)^2}. \qquad (24)$$

Die Permeabilität hängt also nur von der Raumerfüllung $\varphi = NV$ der Eisenteilchen ab; die magnetische Leitfähigkeit ist der elektrischen Leitfähigkeit, dem Quadrat des Teilchendurchmessers sowie dem Quadrat der Schwingungszahl proportional.

Die Formeln (24) gelten nur, wenn φ klein gegen 1 ist, doch wird die Abhängigkeit der magnetischen Leitfähigkeit von der elektrischen Leitfähigkeit des Eisens, der Größe der Partikeln sowie der Frequenz eine weitergehende Gültigkeit beanspruchen können.

Um die Bedeutung der Größen μ' und ϱ' besser zu übersehen, multiplizieren wir (19) mit $\frac{H}{4\pi}$ und integrieren über den Raum S. Dann wird die rechte Seite

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{8\pi}\int \mu' H^2 dS\right) + \int \varrho' H^2 dS. \qquad (25)$$

Der erste Term ist die auf die Zeiteinheit berechnete Zunahme der magnetischen Energie, der zweite der pro Sekunde statthabende Energieverlust durch Wirbelströme.

Wenden wir (19) in der Form

$$-\int E_s ds = \int \mu' \frac{\partial H_v}{\partial t} d\sigma + \int 4\pi\varrho' H_v d\sigma \qquad (26)$$

auf eine lange Spule an, die einen Eisenpulver-Paraffin-Kern enthält, so folgt für die Potentialdifferenz zwischen den Enden der Spule, da

$$H = 4\pi z J \qquad (27)$$

ist (J Stromstärke, z Windungszahl je cm), durch Substitution von (27), in (26)

$$4\pi\mu' z^2 l s \frac{dJ}{dt} + 16\pi^2 \varrho' z^2 l s J = L\frac{dJ}{dt} + R' J \qquad (28)$$

(l Länge, s Querschnitt der Spule), d. h. die Spule hat eine Selbstinduktion L und ist einem Widerstand R' äquivalent, wo

$$L = 4\pi\mu' z^2 l s; \quad R' = 16\pi^2 \varrho' z^2 l s. \qquad (29)$$

Der Ohmsche Widerstand ist bei dieser Rechnung vernachlässigt.

Schließlich sei noch die Dielektrizitätskonstante ε' der Mischung angegeben. Ist ε die Dielektrizitätskonstante des Paraffins, ε_0 die der Metallteilchen, so besteht die Beziehung[1])

$$\frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + 2} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}(1 - \varphi) + \frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2}\varphi.$$

Da man aber die Dielektrizitätskonstante von Leitern rechnerisch als unendlich groß ansehen kann ($\varepsilon_0 = \infty$), ergibt sich

$$\frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + 2} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} + \frac{3}{\varepsilon + 2}\varphi. \qquad (30)$$

Zusammenfassend können wir sagen, daß ein Kern aus Eisenpulver entsprechend seiner Permeabilität μ' die Selbstinduktion vergrößert und infolge der Wirbelströme im Pulver den Spulenwiderstand R um eine Größe R' vergrößert, die einer charakteristischen Größe des Eisen-Paraffin-Gemisches, der sogenannten magnetischen Leitfähigkeit ϱ', proportional ist (Formel (29)). Diese Leitfähigkeit ist cet. par. dem Quadrat der Schwingungszahl und der ersten Potenz der elektrischen Leitfähigkeit des Eisens proportional (Formel (24)).

Nach Messungen von Loyarte (l. c.) hat die Permeabilität μ' Werte zwischen 2,5 und 3, die magnetische Leitfähigkeit, dividiert durch das Quadrat der Schwingungszahl, ist der Größenordnung nach $\frac{\varrho'}{n^2} = 2 \cdot 10^{-17} \frac{\text{Ohm sec}^2}{\text{cm}}$.

1) Siehe z. B. H. A. Lorentz, The theory of electrons, S. 147. Leipzig 1909.

Soweit werden die Ergebnisse von den besonderen Annahmen, die der Rechnung zugrunde gelegt sind, unabhängig sein.

Weniger sicher sind die folgenden Resultate, weil sie sich auf Hypothesen gründen, die in der Praxis nicht erfüllt sind (Kugelform der Teilchen und großer gegenseitiger Abstand): Die Permeabilität des Gemisches ist unabhängig von der magnetischen Güte des Eisenpulvers, seine magnetische Leitfähigkeit ist dem Quadrat des Teilchendurchmessers proportional.

La Plata, 17. Februar 1923, Instituto de Fisica.

(Eingegangen 17. März 1923.)

Zwei Demonstrationsapparate für Vorlesungsversuche über die Wirkung von Staubteilchen, Ionen und Elektronen als Kondensationskerne.

Von C. Lakeman und R. Sissingh.

Für Demonstrationszwecke zur Erklärung der Wirkung von Kondensationskernen bei der Expansion von mit Wasserdampf gesättigter Luft benutzen wir seit mehreren Jahren den Apparat, welcher in Fig. 1 zur Linken abgebildet ist. Als Expansionskammer dient die Glaskugel, welche einen Durchmesser von ungefähr 10 cm hat und angeschmolzen ist an einen Wassermanometer. Die Weite der U-förmigen Röhre ist ungefähr 3 cm. Mittels eines mit dem seitlichen Glasrohr auf der rechten Seite verbundenen Fahrradventils und Fahrradpumpe wird die Luft komprimiert. Zwei Merkzeichen am linken Schenkel des Manometers bestimmen die Höhe, zu welcher das Manometer bei atmosphärischem Druck mit Wasser gefüllt wird und die Größe der Kompression. Bekanntlich soll das Verhältnis des Endvolumens zum Anfangsvolumen der expandierten Luft zwischen 1,25 und 1,37 liegen, damit die Kondensation nur an den Kernen erfolgt. Die Lage der Merkzeichen wird durch einige Vorversuche bestimmt. Die Expansion findet statt bei der Öffnung des sehr weiten Hahns, welcher mit dem rechten Schenkel des Manometers verbunden ist. Die seitlichen Glasröhren über und unter der Glaskugel ermöglichen die Füllung der Expansionskammer mit Luft, welche durch ein Wattefilter von Staubkernen befreit ist und zur Einführung von Ionen und Elektronen. Die ersteren erhält man unter anderem, indem die eingesaugte Luft z. B. durch eine Waschflasche mit verdünnter Salzsäure geleitet wird. Gasionen und Elektronen werden der Kugel zugeführt durch

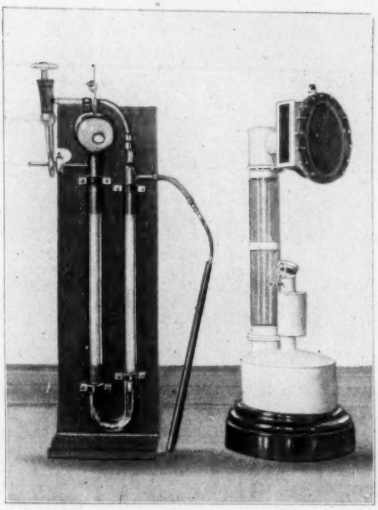


Fig. 1.

Verbindung des seitlichen Glasrohres mit einer Kammer, welche einen radioaktiven Körper enthält. Staubkerne erhält man z. B. mittels eines brennenden Papierstückes oder einer Zigarre vor dem seitlichen Glasrohr gehalten beim Einströmen der Luft in die Kugel. Auch kann man zu diesem Zwecke einen kleinen Induktionsapparat verbinden mit zwei in der Kugel eingeschmolzenen Platindrähten, deren Enden eine Funkenstrecke bilden. Zur Beleuchtung der Kugel führt man ein konvergierendes Strahlenbüschel in diese hinein. Die Achse des Strahlenbüschels liegt in der Ebene der beiden Manometerschenkel. Die Kondensationserscheinungen können in einer Distanz von 12 m und mehr in allen Richtungen, die nicht mit der des Beleuchtungskegels zusammenfällt, beobachtet werden.

Der Wilsonsche Apparat[1]) zur Sichtbarmachung der Bahnen ionisierender Strahlen leistet Vorzügliches, wenn es gilt, diese Bahnen durch eine photographische Momentaufnahme gleichsam zu fixieren. Shimizu hat später den Apparat so umgeändert, daß 50 bis 200 Expansionen in einer Minute aufeinander folgen können. Der Apparat eignet sich aber nicht zu Vorlesungsversuchen, da nur eine kleine An-

1) Proc. Roy. Soc. (A) 87, 277, 1912. Eine vereinfachte Anordnung beschreibt Mache, diese Zeitschr. 15, 288, 1914.

zahl von Beobachtern in der Nähe das Phänomen sehen können. Wir haben den Apparat so umgeändert, daß er jetzt auch in großen Hörsälen bei Vorlesungsversuchen sehr geeignet ist. Dieser umgeänderte Apparat ist in Fig. 1 zur Rechten abgebildet und in Fig. 2 im Durch-

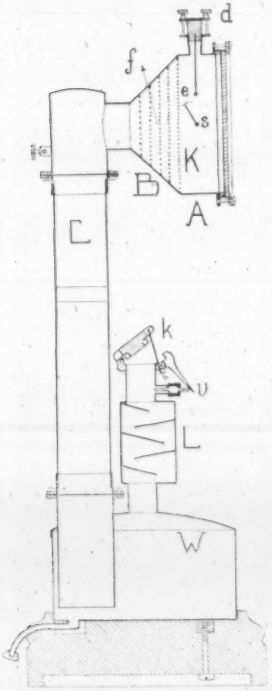


Fig. 2.

schnitt dargestellt. Die Expansionskammer K steht vertikal und wird mit einer Glasplatte von 15 cm Durchmesser verschlossen. Der konische Teil B verbindet die Kammer mit der sehr weiten Glasröhre C mit einem Durchmesser von ungefähr 6 cm. Die geschwärzten Kupferdrahtnetze f hindern die Entstehung der Luftwirbel bei der Expansion. Die Öffnung d dient zur Einführung des radioaktiven Präparats in der Expansionskammer. S ist ein sehr dünner Schirm von Glimmer oder Aluminium, welcher durch Drehung um die Achse e unter den radioaktiven Körper gebracht wird und die Bahnen der α-Teilchen stark verkürzt. Die Luft wird komprimiert mittels einer Autopumpe, die man dem Ventil v anschließt. Die Pumpe treibt das Wasser aus dem Behälter W in die Röhre C. Durch Zurückziehung des Sperrhakens öffnet sich die Verschlußplatte k und expandiert die Luft. Die Bleche im erweiterten Teil L hindern das Aufspritzen des Wassers. Ein Zelluloidring um die Röhre C gibt die Höhe an, bis zu welcher das Wasser aufgepumpt werden soll. Diese Höhe wird durch Vorversuche bestimmt. Die Beleuchtung der Kammer geschieht durch das seitliche Fenster und mit einem schmalen Lichtbüschel, der den ganzen Vertikaldurchschnitt der Kammer ausfüllt. Eine Spannungsdifferenz von 200 Volt zwischen der leitend gemachten Innenseite der Glasplatte und dem hinteren Teil der Expansionskammer beseitigt alle Ionen außer den unmittelbar bei der Expansion entstandenen. Die Klemmen zum Anliegen dieses entionisierenden Feldes sind nicht angegeben. Die Innenfläche der Verschlußplatte ist nach Wilson leitend gemacht durch eine Überziehung mit einer Mischung von 12 g Gelatine und 2 g Kupfersulfat in 100 cm^3 destilliertem Wasser. Ein Kautschukring isoliert die Glasplatte vom Gehäuse. Die Höhe des Apparates beträgt 60 cm.

Der Apparat, welcher vom Institutsmechaniker angefertigt ist, wurde zum erstenmal Ende Oktober 1922 in Amsterdam bei experimentalphysikalischen Vorträgen benutzt und nachher auf der niederländischen Naturforscher-Versammlung in Maastricht im April dieses Jahres in der physikalischen Sektion, unter dem Vorsitz von Prof. P. Debye, vorgeführt.

Amsterdam, Physikalisches Laboratorium der Universität.

(Eingegangen 7. Mai 1923.)

Über die Zahl der Zusammenstöße von mehreren Molekülen.

Von J. K. Syrkin.

Während man den Zusammenstoß zweier Moleküle als einen solchen Zustand betrachtet, bei dem die Entfernung zwischen ihren Schwerpunkten gleich einer bestimmten Entfernung s von der Größenordnung des Moleküldurchmessers ist, genügt diese Definition für den Zusammenstoß mehrerer Moleküle, z. B. 3, 4, 5 usw. nicht.

Wir nehmen an, daß der Zusammenstoß von n-Molekülen dann stattfindet, wenn diese n-Moleküle sich in einem gewissen Volumen σ befinden (Stoßvolumen). Dieses Stoßvolumen ist sehr klein und vergleichbar mit den Molekulardimensionen. Unser Ziel ist, zu berechnen,

wie oft in der Zeiteinheit dieser gleichzeitige Aufenthalt von n-Molekülen in dem Stoßvolumen verwirklicht wird. Es sei eine Einheit des Volumens gegeben, in welcher sich verschiedene Gase befinden, z. B. N_1-Molekül des Gases erster Gattung A_1, N_2-Molekül des Gases zweiter Gattung A_2 usw. Denken wir uns aus unserem Volumen ein Stoßvolumen σ ausgeschnitten. Wenn in dem ganzen Volumen 1 Molekül des Gases A_1 enthalten ist, dann ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Molekül sich in dem Volum σ befindet, gleich σ (d. h. gleich dem Stoßvolumen dividiert durch das ganze Volumen 1). Wenn im ganzen Volumen n_1-Moleküle der Gattung A_1 enthalten wären, so wäre die Wahrscheinlichkeit, daß sie sich alle im Stoßvolum σ befinden, gleich σ^{n_1}. Wir haben aber N_1-Molekül der Gattung A_1, und jede von den möglichen Kombinationen kann sich mit der gleichen Wahrscheinlichkeit in unserem Volumen σ befinden; so bekommen wir für die Wahrscheinlichkeit W_1, daß n_1-Moleküle A_1 sich in in unserer Stoßsphäre befinden

$$W_1 = \sigma^{n_1} C_{N_1}^{n_1}, \tag{1}$$

wo $C_{N_1}^{n_1}$ die Zahl der Kombinationen von N_1 zu n_1 bedeutet.

Es ist leicht zu sehen, daß die Formel von Smoluchowski[1])

$$W_1 = \frac{N_1!\,\sigma^{n_1}(1-\sigma)^{N_1-n_1}}{n_1!\,(N_1-n_1)!},$$

in welcher die zusammengesetzte Wahrscheinlichkeit in Betracht gezogen ist, in unsere Formel übergeht, falls σ gegen 1 sehr klein ist.

Da n_1 sehr klein gegen N_1 ist, so können wir schreiben

$$W_1 = \frac{N_1^{n_1}\sigma^{n_1}}{n_1!}. \tag{2}$$

Ebenso finden wir für die Wahrscheinlichkeit, daß in unserer Stoßsphäre n_2-Molekül der Gattung A_2 sich befinden

$$W_2 = \frac{N_2^{n_2}\sigma^{n_2}}{n_2!}. \tag{3}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß in unserer Stoßsphäre n_1-Molekül A_1 und n_2-Molekül A_2 usw. sich befinden, ist gleich

$$W = W_1 W_2 = \frac{N_1^{n_1} N_2^{n_2} \sigma^n \cdots}{n_1!\,n_2! \cdots}, \tag{4}$$

wenn $n_1 + n_2 + \cdots = n$.

Multiplizieren wir (4) mit der Zahl der Stoßsphären in unserer Gasvolumeinheit, d. h. mit σ^{-1}, so bekommen wir die Zahl der Sphären, in denen im gegebenen Moment die Koexistenz der n-Moleküle, d. h. ihr Zusammenstoß, verwirklicht ist

$$Z = \frac{N_1^{n_1} N_2^{n_2} \sigma^{n-1}}{n_1!\,n_2!}. \tag{5}$$

Daß heißt, wenn wir eine Momentaufnahme unseres Gases machen könnten, so würden wir Z-Stoßsphären vorfinden.

Die Zahl Z ist sehr groß und wir können annehmen, daß sie sich mit der Zeit nicht ändert.

Jetzt ziehen wir in Betracht, daß die Moleküle sich frei im ganzen Volumen bewegen und daß ihre Geschwindigkeiten nach dem Maxwellschen Satz verteilt und alle Bewegungsrichtungen gleich wahrscheinlich sind. Wenn sich die Koexistenz der n-Moleküle in einer Stoßsphäre verwirklicht, so muß nach einiger Zeit diese Koexistenz wieder zerstört werden, weil die Moleküle sich frei bewegen und auseinander fliegen werden. Wir müssen also folgende Aufgabe lösen: Wie groß ist die mittlere Dauer der Koexistenz der für den Zusammenstoß nötigen n-Moleküle in unserer Stoßsphäre σ? Wir nennen diese Zeit die Konfigurationsdauer.

Die Aufgabe ist folgende: Jedes Molekül kann sich in einem beliebigen Punkt unserer Sphäre befinden (wir denken die Moleküle als Punkte) und eine beliebige Geschwindigkeit besitzen. Diese Konfiguration wird zerstört, sobald nur ein Molekül aus den Grenzen unserer Sphäre heraustritt. Falls das Molekül bis zum Verlassen der Sphäre die Strecke l zurücklegen muß (wir nehmen an, daß die Moleküle sich geradlinig bewegen) und falls es sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, so ist die Zeit t, in der das Molekül aus der Sphäre herausfliegen wird, gleich

$$t = \frac{l}{v}.$$

Wir müssen also den mittleren Wert von t, daß heißt die mittlere Konfigurationsdauer bestimmen. Wir fragen uns zuerst: Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß unser Molekül, um aus der Sphäre herauszufliegen, die Strecke von l bis $l + dl$ durchlaufen muß. Die Bedingungen sind folgende: Das Molekül kann sich in einem beliebigen Punkt der Sphäre σ befinden und alle Bewegungsrichtungen haben die gleiche Wahrscheinlichkeit. Wir können auf die Moleküle in der Sphäre σ den Satz der großen Zahlen anwenden, denn obwohl jede Sphäre klein ist und wenige Moleküle enthält, können wir gleichzeitig eine sehr große Anzahl solcher Sphären betrachten und mittlere Werte bilden.

Nehmen wir in unserer Sphäre ein Volumenelement $d\sigma$. In Polarkoordinaten ist es gleich

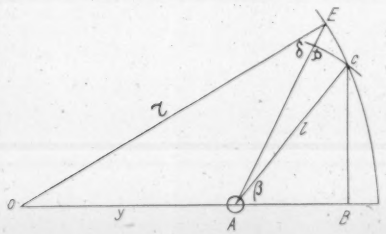
$$d\sigma = y^2 \sin\alpha\, d\alpha\, dy\, d\varphi,$$

1) Boltzmann, Festschr. 626; Ann. d. Phys. **25**, 205, 1908.

wo y der Radiusvektor ist. Das Zentrum des Volumenelements sei A. Um die Wahrscheinlichkeit w_1 zu finden, daß der Abstand eines in $d\sigma$ liegenden Moleküls bis zur Oberfläche der Sphäre zwischen l und $l+dl$ liegt, beschreiben wir um A eine Kugel mit dem Radius l und tragen darauf AE gleich $l+dl$ ab. Es ist klar, daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein in A liegendes Molekül die Strecke zwischen l und $l+dl$ durchläuft, durch die Wahrscheinlichkeit der Bewegung nach der Richtung des Winkels $d\beta$ (CAE) bestimmt wird. Sie wird gleich dem Verhältnis des Körperwinkels, der sich bildet, wenn wir die Fläche CD um AB drehen, zum ganzen Körperwinkel, oder gleich dem Verhältnis der Fläche des Ringes, der sich beim Drehen vom CD bildet, zu der ganzen Fläche der Sphäre $= 4\pi l^2$.

Die Fläche des Ringes ist gleich

$$2\pi l \sin\beta \cdot CD = 2\pi l \sin\beta \operatorname{cotg}\delta\, dl.$$



Wir haben also

$$w_1 = \frac{\sin\beta \operatorname{cotg}\delta\, dl}{2l},$$

oder

$$w_1 = \frac{\sin\beta\cos\delta\, dl}{\sin\delta\ 2l} = \frac{r}{y}\cdot\frac{dl}{2l}\cos\delta.$$

$\cos\delta$ bestimmen wir aus dem Dreieck OAE

$$y^2 = r^2 + l^2 - 2rl\cos\delta.$$

Wir bekommen

$$w_1 = \frac{(r^2+l^2-y^2)\,dl}{4yl^2}.$$

Sind in der Sphäre σ n-Moleküle enthalten, so ist die Zahl der Moleküle in ds gleich

$$dn = \frac{3ny^2\sin\alpha\, d\alpha\, dy\, d\varphi}{4\pi r^3},$$

wenn r der Radius der Sphäre σ ist.

Die Zahl der Moleküle in $d\sigma$, die die Strecke zwischen l und $l+dl$ zurücklegen, ist gleich $w_1 dn = dn_1$, also

$$dn_1 = \frac{3ny(r^2+l^2-y^2)\sin\alpha\, d\alpha\, dy\, d\varphi\, dl}{16\pi l^2 r^3}. \quad (6)$$

Wir integrieren (6) über das ganze Volumen σ und bekommen die Zahl der Moleküle, deren Laufweg zwischen l und $l+dl$ ist. Dabei sind zwei Fälle möglich, 1. $l<r$ und 2. $l>r$. In erstem Falle müssen wir nach y von $r-l$ bis r integrieren, im zweiten von $l-r$ bis r. So bekommen wir für die ganze Zahl der Moleküle im ganzen Volumen, die die Strecke von l bis $l+dl$ durchlaufen haben

$$dN = \int_{r-l}^{r}\int_{0}^{\pi}\int_{0}^{2\pi} \frac{3ny(r^2+l^2-y^2)\sin\alpha\, dy\, d\alpha\, d\varphi\, dl}{16\pi l^2 r^3}, \quad (6a)$$

$$dN = \frac{3n\left(r^2-\frac{l^2}{4}\right)dl}{4r^3}. \quad (7)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül die Strecke zwischen l und $l+dl$ durchläuft, ist

$$w_2 = \frac{3}{4r^3}\left(r^2-\frac{l^2}{4}\right)dl. \quad (8)$$

Es ist leicht zu sehen, daß auch für den zweiten Fall ($l>r$) durch Integration von (6a) von $l-r$ bis r dieselbe Zahl erhalten wird.

Weiter ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Geschwindigkeit der Moleküle zwischen v und $v+dv$ liegt, nach Maxwells Formel gleich w_3

$$w_3 = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi}\alpha^3} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv,$$

wo α die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül, um aus der Sphäre herauszufliegen, die Strecke zwischen l und $l+dl$ durchläuft und daß seine Geschwindigkeit zwischen v und $v+dv$ liegt, ist

$$w_4 = w_2 w_3,$$

$$w_4 = \frac{3v^2}{r^3\sqrt{\pi}\alpha^3}\cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}\left(r^2-\frac{l^2}{4}\right)dv\,dl. \quad (9)$$

w_4 gibt die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül die Sphäre in der Zeit $t=\frac{l}{v}$ verläßt; das heißt die Konfigurationsdauer für dieses Molekül ist gleich t. Multiplizieren wir (9) mit der gesamten Zahl der Moleküle in der Sphäre, so bekommen wir die Zahl der Moleküle, die die Konfigurationsdauer t haben. Ferner multiplizieren wir mit $t=\frac{l}{v}$ und bekommen die Summe der Konfigurationsdauer. Integrieren wir über die Strecke von o bis $2r$ (weil die maximale Strecke dem Durchmesser $2r$ gleich ist) und über die Geschwindigkeiten von o bis ∞, so bekommen wir die Summe der Konfigurationsdauern für alle Moleküle. Teilen wir die erhaltene Zahl durch die ganze Zahl der Moleküle, so bekommen

wir die mittlere Konfigurationsdauer t_m. Also wird

$$t_m = \int_0^\infty \int_0^{2r} \frac{3v}{r^3 \sqrt{\pi}\alpha^3} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \left(r^2 - \frac{l^2}{4}\right) l\, dv\, dl,$$

$$t_m = \frac{3r}{2\sqrt{\pi}\alpha}. \qquad (10)$$

In Gleichung (5) fanden wir, daß in einem beliebigen Moment Z Sphären existieren, in welchen der Zusammenstoß verwirklicht ist. Die Sphären zerstören sich und bilden sich von neuem auf Grund der chaotischen Molekularbewegungen. Die Zahl Z ist aber groß und ändert sich nicht mit der Zeit. Man kann also sagen, daß jede Stoßsphäre die Zeit t existiert, nach welcher eine andere sich an ihrer Stelle bildet.

Die Zahl der Konfigurationen in der Zeiteinheit ist gleich

$$\frac{1}{t} = \frac{2\sqrt{\pi}\alpha}{3r}.$$

Statt α führen wir die mittlere quadratische Geschwindigkeit c ein, die gleich

$$\sqrt{\overline{c^2}} = \sqrt{3/2}\,\alpha$$

ist. Wir bekommen

$$\frac{1}{t} = \frac{2\sqrt{\pi}\sqrt{c^2}}{3r\sqrt{3/2}}.$$

Wenn in unserer Sphäre nicht gleichartige Moleküle, sondern n_1-Moleküle der Gattung A_1 mit quadratischer Geschwindigkeit c_1; n_2-Moleküle der Gattung A_2 mit quadratischer Geschwindigkeit c_2 usw. sich befinden, so müssen wir die mittlere quadratische Geschwindigkeit nehmen.

Wir bekommen

$$\frac{1}{t} = \frac{2\sqrt{\pi}}{3r\sqrt{3/2}} \sqrt{\frac{n_1 C_1^2 + n_2 C_2^2 \cdots}{n_1 + n_2 + \cdots}}.$$

Die kinetische Theorie gibt

$$c^2 = \frac{3RT}{M}.$$

Also bekommen wir

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{r}\sqrt{\sigma_0(8)\pi RT} \cdot \sqrt{\frac{\frac{n_1}{M_1} + \frac{n_2}{M_2} + \cdots}{n_1 + n_2 + \cdots}}. \qquad (11)$$

Multiplizieren wir (5) mit (11), so finden wir die Zahl der Zusammenstöße in der Zeiteinheit

$$V = \frac{N_1^{n_1} N_2^{n_2} r^{n-1}}{n_1!\, n_2!\, r} \sqrt{\sigma_0(8)\pi RT} \sqrt{\frac{\frac{n_1}{M_1} + \frac{n_2}{M_2}}{n_1 + n_2}}. \qquad (12)$$

Das ist in allgemeiner Form der Ausdruck für die Zahl der Zusammenstöße von n_1-Molekül erster Gattung mit n_2-Molekül zweiter Gattung usw., indem wir unter Zusammenstoß einen solchen Zustand verstehen, bei dem n_1-Molekül erster Gattung und n_2-Molekül zweiter Gattung in einer Sphäre σ von Radius r erhalten sind.

Wir können unsere Formel (12) auf die Zahl der Zusammenstöße zweier Moleküle anwenden. Die Sphäre ist selbstverständlich gleich $^4/_3 \pi s^3$, wo s die Entfernung der Schwerpunkte beim Zusammenstoß ist. Die Gleichung (12) gibt

$$V_2 = \frac{4\pi s^2}{3} N_1 N_2 \sqrt{\sigma_0(8)\pi RT} \sqrt{\frac{1}{2}\,\frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2}} =$$

$$= 2 s^2 N_1 N_2 \sqrt{2\pi RT} \sqrt{\frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2}}.$$

Wir bekommen also die Boltzmannsche Formel[1]) für die Zahl der Zusammenstöße zweier Moleküle als speziellen Fall unserer allgemeinen Formel (12).

Man kann mit Erfolg die Formel (12) zur Lösung einer Reihe von Aufgaben anwenden, die mit der kinetischen Theorie verbunden sind. In unserer russischen Arbeit[2]) haben wir z. B. die allgemeine Lösung für die Kinetik chemischer Vorgänge beliebiger Ordnung gegeben.

1) Vorles. üb. Gastheorie. 1. Teil, S. 68 u. 69.
2) Ber. d. Polytechn. Inst. Iwanowo-Wosnessensk, Bd. 7, S. 143.

Iwanowo-Wosnessensk (Rußland), Polytechnisches Institut.

(Eingegangen 27. März 1923.)

Über ein Braunsches Rohr, welches sekundäre Kathodenstrahlen benutzt.

Von Victor Engelhardt.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Mit Tafel VII.)

Lilienfeld wandte sein bei Röntgenröhren benutztes Prinzip 1919 auch auf die Konstruktion eines Braunschen Rohres an[1]). Der von ihm erhaltene Fluoreszenzfleck scheint jedoch nicht ganz scharf gewesen zu sein, da nach dem Bericht das Anvisieren meist tangential geschieht, „um die Breite der Fluoreszenzstreifen bei der optischen Wiedergabe zu verringern". Die kurze, gedrungene Bauart des Lilienfeldschen Rohres machte die Anwendung von

1) Ber. d. sächs. Ges. d. Wiss. 71, 113, 1919.

Striktionsfeldern unmöglich. Da beim gewöhnlichen Braunschen Rohr das Striktionsfeld eine sehr scharfe Einstellung des Fluoreszenzflecks ermöglicht, wurde in der Reichsanstalt ein Rohr gebaut, welches nach dem Lilienfeld-Prinzip arbeitet, aber durch seine Bauart die Anwendung von Striktionsfeldern erlaubt. Im folgenden soll über einige an diesem Rohr gemachte Beobachtungen berichtet werden.

Das Rohr bestand im wesentlichen aus folgenden Teilen: In Fig. 1 ist (*a*) die Glüh-

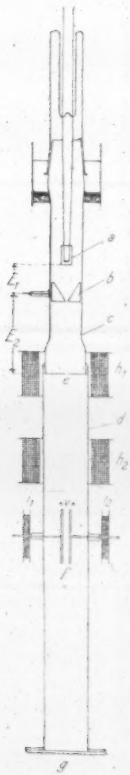


Fig. 1.

kathode einer Coolidge-Röntgenröhre mit Wolframdraht, welche die Osram-Kommandit-Gesellschaft in dankenswerter Weise überließ. Sie wurde durch eine isoliert aufgestellte Akkumulatorenbatterie geheizt. Ihr gegenüber befand sich in einer Entfernung von 2 cm der obere Rand der trichterförmigen Sekundärkathode (*b*) aus Rotguß mit einer Öffnung von 1 mm. Beide Elektroden waren in den Glasteil (*c*) des Apparates eingeschmolzen. Der untere Teil (*d*) des Apparates war aus Messing hergestellt und an das Glasrohr gekittet. Er trug ein Messingdiaphragma (*e*) von 1 mm Durchmesser im Abstand von 8 cm vom unteren Rande von (*b*). Seine Öffnung lag entgegen der Lilienfeldschen Anordnung in einer Geraden mit dem Glühdraht und dem Loch der Sekundärkathode. Durch diesen Aufbau wurde die Ausführung der unten beschriebenen Versuche ermöglicht. Unter dem Diaphragma (*e*) befand sich der Kondensator (*f*), welcher zur elektrischen Ablenkung des Kathodenstrahles diente. Das Rohr war durch die aufgekittete, mit Leuchtsubstanz versehene Glasplatte (*g*) verschlossen. h_1 und h_2 sind Striktionsspulen von je 800 Windungen, i_1 und i_2 zwei kleine Spulen, welche eine magnetische Ablenkung des Kathodenstrahles senkrecht zur Richtung der elektrischen Ablenkung gestatten. Die zwischen Glühkathode (*a*) und Sekundärkathode (*b*) angelegte Spannung E_1 und die zwischen Sekundärkathode (*b*) und Diaphragma (*e*) liegende Spannung E_2 wurden mit Hilfe von Transformatoren, Glühkathodengleichrichtern und Kondensatoren erzeugt. Der Metallteil (*d*) des Rohres und das Diaphragma (*e*) lagen an Erde.

Bei geeigneter Belastung und Einstellung der beiden Striktionsspulen h_1 und h_2 war es möglich, zwei verschiedene Leuchtflecke auf dem Schirm gleichzeitig — oder auch jeden für sich — hervorzubringen. Sie unterschieden sich durch die elektrische Ablenkbarkeit, also durch die Härte der sie erzeugenden Strahlen, voneinander. Es war anzunehmen, daß es sich bei dem härteren Strahl um die primäre Emission der Glühkathode handelte, welche bei geeigneter Stellung und Belastung der Striktionsspule (h_1) durch die Diaphragmen (*b*) und (*e*) bis zum Leuchtschirm gelangte. Der weichere Strahl mußte dann die von (*b*) kommende Sekundäremission darstellen.

Um diese Annahme zu prüfen, wurden durch geeignete Einregulierung der Striktionsspulen die beiden Strahlen gleichzeitig möglichst scharf auf nebeneinander liegende Stellen des Leuchtschirmes konzentriert. An den Platten des Kondensators (*f*) lag eine regulierbare Wechselspannung (*v*) von 50 per/sec. Eine Platte des Kondensators war geerdet. Durch die Wechselspannung wurden die Leuchtpunkte der beiden Strahlen zu Linien von verschiedener Länge ausgezogen. Die Wechselspannung (*v*) am Kondensator (*f*), welche nötig war, um den einen

oder den anderen Leuchtfleck zu einer Linie von bestimmter Länge auszuziehen, stellte ein Maß für die Geschwindigkeit des den Leuchtfleck erzeugenden Strahles dar und mußte der Spannung, welche er durchlaufen hatte, proportional sein. (Da es sich um sehr langsame Kathodenstrahlen handelt, kommt eine durch Massenänderung hervorgerufene Korrektion an der Geschwindigkeitsformel nicht in Frage.)

Zunächst war, wie Tabelle I zeigt, innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit von etwa 10 Proz., die Geschwindigkeit der härteren Strahlung nur von der Summe der Spannungen $E_1 + E_2$ abhängig, ganz gleich wie sich die Summanden zusammensetzten. Die Messungsergebnisse sind im Mittel aus 5—10 Beobachtungen gewonnen. Die Spannungen $E_1 + E_2$ wurden mit statischen Voltmetern eingestellt.

Tabelle I.

$E_1 + E_2$	E_1	E_2	Spannung v, welche nötig ist, um den Leuchtfleck der härteren Strahlen auf a cm auszuziehen.		
			$a = 2{,}5$ cm	2,0 cm	1,5 cm
4000 V.	1000 V.	3000 V.	45 V.	35 V.	27 V.
4000 „	2000 „	2000 „	41 „	33 „	24 „
5000 „	2000 „	3000 „	54 „	43 „	32 „
5000 „	3000 „	2000 „	51 „	39 „	31 „

Die härtere Strahlung war demnach mit der von der Glühkathode emittierten identisch.

Die Geschwindigkeit der weicheren Strahlung war nach Tabelle II nur abhängig von der Spannung E_2, dagegen unabhängig von E_1.

Tabelle II.

Spannung E_2	Spannung E_1	Spannung v, welche nötig ist, um den Leuchtfleck der weicheren Strahlen auf a cm auszuziehen.		
		$a = 2{,}5$ cm	2,0 cm	1,5 cm
2000 V.	2000 V.	20 V.	17 V.	13 V.
2000 „	3000 „	20 „	17 „	12 „
3000 „	1000 „	35 „	28 „	20 „
3000 „	2000 „	36 „	30 „	23 „

Es konnte sich bei der weicheren Strahlung also nur um eine von der Elektrode (b) kommende sekundäre Emission handeln. Da die Eigengeschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen nur einige Volt beträgt[1]), kommt sie gegen die Geschwindigkeit, welche die Strahlen zwischen (b) und (e) erhalten, nicht in Frage. Die für eine bestimmte Ablenkung von a cm nötige Wechselspannung v_2 muß also proportional der beschleunigenden Spannung E_2 sein, und es muß sich verhalten:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{E_1 + E_2}{E_2},$$

wenn v_1 die Wechselspannung an (f) ist, welche die gleiche Ablenkung a cm des E_1 und E_2 durchlaufenden primären Strahles hervorruft.

Auch die Richtigkeit dieser Beziehung wurde, wie Tabelle III zeigt, durch die Versuche innerhalb der Meßgenauigkeit bestätigt.

Tabelle III.

$\frac{E_1 + E_2}{E_2}$	$\frac{v_1}{v_2}$ bei einem Ausziehen der Leuchtflecke auf a cm			
	$a = 2{,}5$ cm	2,0 cm	1,5 cm	Mittel
2,50	2,53	2,37	2,50	2,48
2,00	2,02	2,01	1,90	1,97
1,50	1,45	1,43	1,54	1,47
1,33	1,34	1,33	1,30	1,32

Durch die Messungen ist bewiesen, daß es sich bei dem weicheren Strahl tatsächlich um Sekundärstrahlung handelt. Damit ist die Möglichkeit gegeben, trotz Anwendung der Glühkathode, welche in die Oszillographentechnik bereits von mehreren Seiten eingeführt wurde[1]), mit einer punktförmigen Emissionsquelle — eben dem Loch in der Sekundärkathode (b) — zu arbeiten, ohne die Vorteile der Striktionsspule aufzugeben. Der von (b) kommende Strahl rief einen schärferen Leuchtfleck hervor als die direkte von (a) kommende Emission. Dies zeigen Tafel VII, Fig. 2a u. b. Auf dem Leuchtschirm wurde durch Kombination der elektrischen Ablenkung mit einer magnetischen, welche die von Wechselstrom von 50 per/sec durchflossenen Spulen i_1 und i_2 hervorbrachten, eine Lissajoussche Figur erzeugt und mit einer gewöhnlichen Kamera photographiert. Durch geeignete Einstellung der Striktionsspulen wurde einmal die primäre (Fig. 2a), das andere Mal die sekundäre Strahlung (Fig. 2b) unabhängig voneinander möglichst scharf auf dem Leuchtschirm konzentriert. In Fig. 2c wurden beide Strahlen gleichzeitig auf den Leuchtschirm gebracht. Die innere Ellipse wurde vom primären Strahl, die äußere vom sekundären Strahl hervorgerufen. Die große Unschärfe der inneren Ellipse ist

1) Lenard, Ann. d. Phys. **15**. 485, 1904; Füchtbauer, Verh. d. Phys. Ges. **8**, 394, 1906; Laub, Ann. d. Phys. **23**, 285, 1907; Gehrts, Ann. d. Phys. **36**, 995, 1911; Ishino, Phil. Mag. (6) **32**, 202, 1916; Baltruschat u. Starke, diese Zeitschr. **23**, 403, 1922.

1) Samson, Ann. d. Phys. **55**, 608, 1918; Johnson, Phys. Rev. (2) **17**, 420, 1921; Behnken, Arch. f. Elektrot. **11**, 131, 1922.

dadurch zu erklären, daß es nicht möglich ist, beide Strahlen gleichzeitig völlig scharf einzustellen.

Bei anhaltendem Betrieb im hohen Vakuum wurde die scharfe Einstellung des Leuchtfleckes durch das Auftreten von Wandladungen gestört. Für die Aufnahme von Oszillogrammen erwiesen sich einige Veränderungen am Rohr, die auf besseren elektrostatischen Schutz hinzielten, als nötig.

Bei der Ausführung der Versuche wurde der Verfasser in dankenswertester Weise von Herrn Spiller unterstützt.

Zusammenfassung.

Es wurde ein Braunsches Rohr mit Glühkathode und Sekundärkathode gebaut, welches die von letzterer ausgehende sekundäre Kathodenstrahlung für Oszillographenzwecke benutzt. Die Anordnung der Elektroden und Striktionsspulen gestattete es, zwei Strahlen auf dem Leuchtschirm zu erhalten und durch verschiedene Messungen nachzuweisen, daß es sich bei dem härteren Strahl um die primäre, bei dem weicheren Strahl um die sekundäre Emission handelt.

(Eingegangen 12. Mai 1923.)

Ein neues Galvanometer.

(Mitteilungen aus dem Carl-Zeiß-Werk, Jena.)

Von Robert Mechau.

Kurz vor dem Ende des Weltkrieges war es mir gelungen, eine neue Art von Thermoelementen herzustellen, die geeignet waren, die von Herrn Professor Voege angeregte Nachrichtenübermittlung durch infrarote Strahlen zu ermöglichen.

Über diese von der Firma Carl Zeiß, Jena, hergestellten Thermoelemente hat Herr Professor W. Voege in dieser Zeitschrift 21, 288—296, 1920 und 22, 119, 1921 ausführlich berichtet.

Als Galvanometer für die Nachrichtenübermittlung konnte nur ein Instrument in Frage kommen, das folgenden Anforderungen entspricht.

a) Aperiodische und rasche Einstellung,
b) Hohe Stromempfindlichkeit,
c) Relativ große Unempfindlichkeit gegen leichte Standorterschütterungen beim Ablesen der Signalzeichen,
d) Absolute Transportsicherheit,
e) Vermeiden einer Arretiervorrichtung des empfindlichen Stromleiters, damit das Instrument in der Hand eines Ungeübten nicht sofort zerstört werden kann,
f) Sehr guter und windsicherer Einbau des Stromleiters.

Diese Bedingungen wurden damals von keinem Galvanometer erfüllt und die Einführung der infraroten Nachrichtenübermittlung war auf diesem Wege nicht möglich.

Dieser Mangel eines geeigneten Galvanometers und der schöne Erfolg der Thermoelemente spornten mich an, die Konstruktion eines Galvanometers zu versuchen, daß die Bedingungen a—f erfüllt, und worüber im folgenden nähere Mitteilungen gemacht werden sollen.

Bei näherer Prüfung des neuen Instruments haben sich nämlich Vorteile ergeben, welche dessen Anwendungsgebiet wesentlich erweitern. Eine Zusammenstellung dieser Vorteile wird weiter unten gegeben.

Diejenigen Besucher der Ausstellung meiner Firma zur letzten Naturforschertagung, denen ich das neue Galvanometer vorzuführen Gelegenheit hatte, werden ebenfalls den Eindruck gewonnen haben, daß mit diesem Instrument für Wissenschaft und Technik ein brauchbares, wenn nicht unentbehrliches Hilfsmittel geschaffen ist.

Das Prinzip.

Eine dünne Metallschleife hängt mit jedem Schenkel in einem Magnetfeld und bewegt sich in ihm wie ein Pendel, fast vollkommen aperiodisch. Das Galvanometer zeigt also die gleichen Annehmlichkeiten im Gebrauch wie die vorzüglichen Zeigerinstrumente, bei wesentlich höherer Empfindlichkeit. Eine schematische Darstellung des Prinzips gibt Fig. 1.

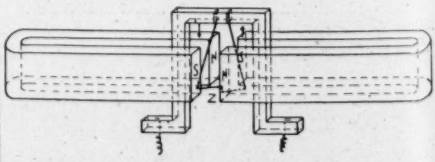


Fig. 1. Schematische Darstellung des Prinzips des Schleifengalvanometers.

Das untere Ende der Schleife ist in eine Zacke (Z) ausgebildet, von der der mittlere Teil zur Ablesung benutzt wird.

Beschreibung der einzelnen Teile.

a) Schleife.

Die Schleife, ein fast unmagnetisches Metallband von ca. 0,5 mm Breite, 30 mm Länge und

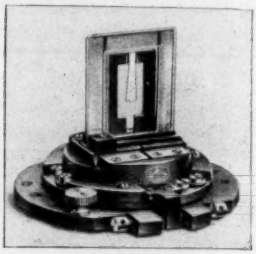


Fig. 2. Der Stromleiter, die Schleife im übergestülpten Glaskasten. Der Schleifenfuß mit Verstellungsvorrichtungen.

0,001 mm Stärke, wird in die aus Fig. 2 ersichtliche Form gebogen. Diese Eigenart der Schleifenform gestattet, dieselbe auch in stehender Lage zu benutzen. Über die Schleife und ihre Halter wird ein luftdicht schließender Glaskasten gestülpt, welcher die Schleife vor Beschädigungen und Luftströmungen schützt. Der Schwingungsraum der Schleife ist sehr schmal, so daß die Luft stark dämpfend auf die Schwingungen der Schleife einwirkt.

b) Magnete.

Die magnetischen Felder werden durch Permanent-Magnete erzeugt, wie aus Fig. 3 ersichtlich.

Es sind schwache Magnete gewählt worden, um die Konstanz der Felder zu erhalten. Jeder Magnet ist verschiebbar angeordnet, um die kleinen magnetischen Felder an die richtige Stelle zu den Schleifenschenkeln bringen zu können. In dieser Einstellung lassen sich die Magnete leicht herausnehmen, ohne mit dem Glaskasten in Berührung zu kommen. Der Strom fließt in den Schleifenschenkeln in entgegengesetzter Richtung, deshalb werden die beiden Magnete mit ungleichnamigen Polen einander gegenüberstehend angeordnet. Wenn nur ein magnetisches Feld für einen Schleifenschenkel vorgesehen wäre, so befände sich der andere Schleifenschenkel im Streufeld des ersteren und würde dort, wenn auch nur wenig, in umgekehrter Richtung wie der erste Schleifenschenkel beeinflußt. Außerdem werden durch die Anordnung der zwei Magnete Stellungsänderungen der Schleife, hervorgerufen durch magnetische Beeinflussung, aufgehoben.

Die Ausbildung der Magnetpole und ihre gegenseitige Lage ist so gewählt, daß die Schleife eine möglichst hohe Empfindlichkeit erhält, ihre Ausschläge nach rechts und links gleich sind, und die Proportionalität der Ausschläge zu den Strömen nach beiden Seiten hinreichend gewährleistet ist. Die Schleife wird durch schwache störende Felder so gut wie gar nicht beeinflußt (weil sie sich in einem starken Magnetfeld bewegt), die gegen das normale Streufeld als verschwindend klein in ihrer Wirkung angesehen werden können.

c) Beobachtungseinrichtung.

Zur Beobachtung der Ausschläge dient ein Mikroskop mit etwa 80facher Vergrößerung. Das Okular-Mikrometer trägt zwei Skalen, 0 bis 100 beziffert, die der Bewegung der Schleife entsprechend gekrümmt sind und von denen die eine zur Ablesung bei hängender, die andere zur Ablesung bei stehender Lage der Schleife zu benutzen ist. Einer besonderen Beleuchtungseinrichtung bedarf es bei dieser Vergrößerung nicht, da Tagesbeleuchtung ausreicht. Diese Einrichtung wird aber nötig, wenn Schleife und Skala auf eine Mattscheibe (siehe Fig. 3, links)

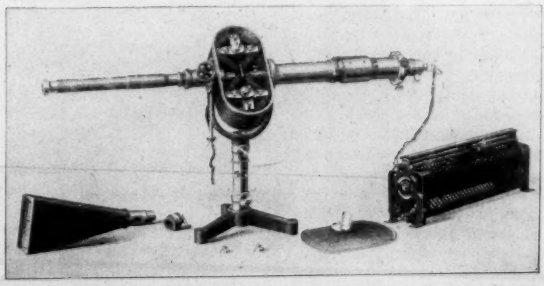


Fig. 3. Form und Anordnung der Magnete im Schleifengalvanometer mit Beleuchtungseinrichtung zur Beobachtung bei 640facher Vergrößerung. Links vom Dreifuß: Die Mattscheibe mit Haltevorrichtung. Rechts vom Dreifuß: Der Gehäusedeckel mit Schlitzblende.

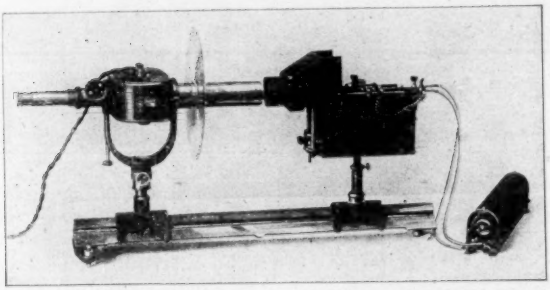


Fig. 4. Schleifengalvanometer in der Einstellung mit stehender Schleife zur Projektion der Schleife und Skala auf eine entfernte Wand aufgestellt. Beleuchtungseinrichtung mit Schirm, der das Seitenlicht der Bogenlampe abfängt.

oder auf eine Wand (vgl. Fig. 4) zu projizieren ist.

In diesen Fällen wird eine Beleuchtungseinrichtung mit Kollektiv- und Kondensorlinsen benutzt.

Eine Lichtquelle, Lichtbogen oder Glühspirale einer gasgefüllten Glühlampe wird durch eine Sammellinse in die Mitte eines Kondensors abgebildet, der seinerseits die beleuchtete Kondensorlinse in die Schwingungsebene der Schleife abbildet. Auf diese Weise wird eine gleichmäßige Beleuchtung auf der Projektionsfläche erzielt.

Zur sicheren Beobachtung kleiner Ausschläge der Schleife dient eine weitere Beobachtungseinrichtung, die in Fig. 3 dargestellt ist. Das vom Mikroskopobjektiv erzeugte primäre Bild der Schleife wird noch einmal mit einem Mikroskop betrachtet und man erhält damit eine 640fache Vergrößerung; hierbei muß man künstliche Beleuchtung anwenden. Die oben beschriebene direkte Beleuchtungsart hat sich aber hier nicht bewährt, denn die Konturen der Schleife erweisen sich bei dieser hohen Vergrößerung als zu zackig und unregelmäßig, und die Ablesung konnte höchstens auf 0,5 Teilintervall genau erfolgen. Beleuchtet man aber die Schleife mit einer fadenförmigen Lichtquelle so, daß der Leuchtfaden der Schleifenkante parallel läuft, so kann man die an der Schleifenkante auftretenden Interferenzstreifen zur Ablesung benutzen und ist wieder imstande, 0,1 Teilintervall zu schätzen. Die Empfindlichkeit des Galvanometers steigt also durch die Vergrößerungssteigerung auf das 8fache gegenüber der Empfindlichkeit bei 80facher Vergrößerung. Will man die Beleuchtungseinrichtung für Projektion benutzen, so braucht man nur vor den Kondensor eine vertikale, drehbare Schlitzblende (Spalt) zu setzen, die in der Fig. 3 an dem Deckel des Galvanometergehäuses ersichtlich ist. Durch Einschalten einer Planparallelplatte in den Strahlengang des ersten Mikroskopsystems und Drehen derselben in vertikaler Richtung bringt man verschiedene Stellen der Schleifenkante in das Gesichtsfeld des zweiten Mikroskops. Durch diese Anordnung kann man auf einfache Weise eine für die genaue Ablesung günstige Stelle der Schleife einstellen. Es hat sich weiter hierbei herausgestellt, daß die Interferenzstreifen bei Anwendung eines Grünfilters schärfer sichtbar sind. Dieses Filter wird auf das Okular aufgesteckt.

Die äußere Form des Galvanometers zeigt Fig. 5.

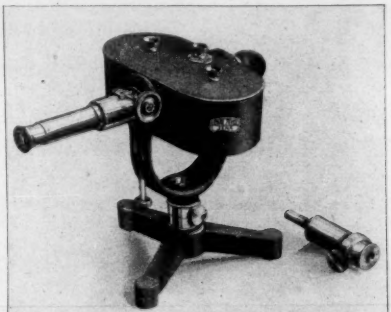


Fig. 5. Das Schleifengalvanometer in gewöhnlicher Gebrauchsstellung bei 80facher Mikroskopvergrößerung. Rechts Verlängerungsstück zum Stativ.

Das ovale Gehäuse ist in einer Gabel drehbar gelagert und kann durch eine Klemme festgehalten werden. Das Stativzusatzteil ermöglicht eine zweite Beobachtungshöhe ein-

zustellen, die von der ersten etwa um 10 cm abweicht (vgl. Fig. 3 u. 4 oder 5). Die Anschlußklemmen befinden sich am Boden des Gehäuses. Neben diesen ist ein kleiner Federhammer angebracht, der durch kurze Erschütterungen die Schleife von ihren, zugleich als Anschlag dienenden Haltern löst, da die Richtkraft der Schleife nicht immer genügt, um die Schleife nach Platzveränderungen, Transporten oder Drehen in der labilen Lage frei schwingen zu lassen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Schleifengalvanometer bei der größtmöglichsten Einfachheit in bezug auf sein Prinzip und seinen Aufbau ein für Wissenschaft und Technik verhältnismäßig hochempfindliches Instrument darstellt. Es erfüllt die nochmals kurz zusammengefaßten Bedingungen:

1. Große Transportsicherheit, daher als Reise- und Vortragsinstrument besonders geeignet.
2. Sicherer Schutz des stromführenden Leiters gegen unsachgemäße Behandlung, da frei von jeder Arretierungsvorrichtung.
3. Gute Nullpunktseinhaltung in hängender Lage.
4. Die Proportionalität von Strömen und Ausschlägen erreicht die der Spulengalvanometer.
5. Die Einstellung erfolgt aperiodisch, daher ist rasches Ablesen der Ausschläge möglich.
6. Der innere Widerstand des Galvanometers ist gering, die Spannungsempfindlichkeit eine sehr hohe, infolgedessen die Verwendung für thermoelektrische Messungen günstig.
7. Vielseitige Beobachtungsmöglichkeiten, geeignet für photographische Registrierung.
8. Sicherheit gegen Luftströmung, daher auch im Freien verwendbar.
9. Bewegen der Schleife in einer Ebene, deshalb gute Bildschärfe bis zum Rande des Gesichtsfeldes im Mikroskop.
10. Einfacher Aufbau und knappe Form ermöglichen rasches Aufstellen und sicheres, sowie bequemes Arbeiten.

Konstanten des Galvanometers.

Widerstand 6—10 Ω.

Empfindlichkeit bei hängender Schleife und 80 mal. Vergrößerung $= 3.0 \times 10^{-7}$ Amp.
Empfindlichkeit bei hängender Schleife und 640 mal. Vergrößerung $= 3.7 \times 10^{-8}$ Amp.
Empfindlichkeit bei stehender Schleife und 80 mal. Vergrößerung $= 6.0 \times 10^{-8}$ „
Empfindlichkeit bei stehender Schleife und 640 mal. Vergrößerung $= 7.5 \times 10^{-9}$ „
bei einem Skalenteil Ausschlag im Mikroskop.

Die Proportionalität und Empfindlichkeit wurde mit einem Siemens & Halske-Präzisionsinstrument geprüft.

Stromstärken, gemessen mit S. & H.	Ausschläge, gemessen mit dem Schleifengalvanometer in Skalenteilen
	Skalenteil
0	50
0,01 Amp.	54,8
0,02 „	59,6
0,03 „	64,5
0,04 „	69,5
0,05 „	74,5
0,06 „	79,6
0,07 „	84,6
0,08 „	89,7
0,09 „	94,8
0,10 „	99,8

Das Verhältnis der Stromstärken bei S. & H. zum Schleifengalvanometer beträgt 1000 zu 1.
Einstelldauer der Schleife ca. 0,6 Zeitsekunden.

Die Nullpunktsschwankung der Schleife in hängender Stellung beträgt bei 50 Skalenteilen Ausschlag $\pm$ 0,2 Skalenteile, da in diesem Falle die Schwerkraft die Nullage bedingt. In stehender Lage wird die Nullage nur durch die Federung der Schleife bedingt. Da diese Federung äußerst gering und die Schleife nahezu im labilen Gleichgewicht ist, entstehen bei wechselnden Ausschlägen Nullpunktsschwankungen von ca. $\pm$ 1,0 Skalenteil. Sobald jedoch die Schleife einmal nach einer Richtung ausgeschlagen hat, ist die Nullage ebenfalls bis auf den oben genannten Wert von $\pm$ 0,2 Skalenteilen konstant. Der Meßbereich in labiler Lage ist nur ca. $\pm$ 20 Skalenteile groß, weil die Schleife bei größeren Ausschlägen leicht umfällt.

Ausführliche Angaben und Beschreibung des Schleifengalvanometers enthält die Druckschrift „Astro 65“ der Firma Carl Zeiß, Jena.

(Eingegangen 1. Mai 1923.)

BESPRECHUNGEN.

F. M. Jaeger, PhD, Lectures on the principle of symmetry and its application in all natural sciences. Amsterdam 1920. Verlag Elsevier. 348 Seiten. gr. 8°. 173 Figuren und 3 Porträts.

In diesem Buche erfährt die Symmetrie als allgemein verbreitete Naturerscheinung eine recht umfassende Behandlung, indem neben Kristallographie, Physik und Chemie, auch die organischen Wissenschaften, in deren Bereich viele hochsymmetrische Naturerzeugnisse fallen, vollauf berücksichtigt werden. Die Behandlung ist elementar in dem Sinne, daß die Mathematik ganz einfach ist und die vorausgesetzten Kenntnisse die einer allgemeinen Vorlesung nicht übersteigen. Das Buch scheint auch deshalb ein Bedürfnis zu erfüllen, weil täglich die Erfahrung gemacht werden kann (beim kristallographischen Unterricht zeigt sich dies besonders), daß so groß die Rolle der Symmetrie in den Erscheinungen des täglichen Lebens auch sein mag, die bewußte Erkennung derselben vielfach ganz ungenügend entwickelt ist.

Die Ableitung der Elemente der Symmetrie, sowie der Möglichkeiten ihrer Zusammengruppierung geschieht übersichtlich und nach Maßstab der meisten Lehrbücher recht vollständig. Auch sind die Unterschiede zwischen endlich und unendlich ausgedehnten Systemen klar und verständlich dargetan. Als Beispiele der Symmetriegruppen der endlichen Systeme dienen Belege aus der Kristallographie, ferner aus der Reihe der Blüten, Blumen, Samen und der niederen Organismen der Tierwelt. Daß die Beispiele aus der Botanik und der Zoologie viel weniger systematisch ausgewählt sein können als die kristallographischen, und nur als vereinzelte Proben zu werten sind, die den Weg zur konsequenteren Behandlung des Symmetriethemas in der organischen Natur andeuten sollen, wird vom Autor besonders betont.

Für den Physiker interessant sind die Betrachtungen über die Symmetrieverhältnisse der physikalischen Vorgänge und ihrer Beziehung zur Kristallsymmetrie, an welche noch knappe, aber zuverlässige Darstellungen über Kristallröntgenometrie und der Kristallstrukturtheorien sich anschließen. Die zwei letzten Kapitel führen in das Problem der chemischen Symmetrie ein, wie sie sich in der Entdeckung Pasteurs zuerst auftat.

Interessant sind die Vergleiche zwischen anorganischer und organischer Symmetrie. Abgesehen davon, daß bei letzterer das Rationalitätsgesetz nicht Gültigkeit hat, scheinen, wie hervorgehoben wird, vielfach entgegengesetzte Tendenzen in beiden vorzuliegen. So z. B. scheint die belebte Natur oft 5-zählige Symmetrie zu bevorzugen (auch durch häufige Anlehnung an die Verhältnisse des goldenen Schnittes), ferner zeigt sich in ihr die Regel, daß höher entwickelte Glieder einer Serie an Symmetrie verlieren.

Ein ausgiebiges und den Neuerscheinungen Rechnung tragendes Literaturverzeichnis wird dem Leser das weitere Verfolgen der aufgeworfenen Fragen erleichtern. R. Parker.

E. Madelung, Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. 8°. XII, 247 S. Mit 20 Textfig. Berlin, Julius Springer. 1922. Gz. 8.25, geb. 10.—

Die Handhabung wissenschaftlicher Forschungsmittel läßt sich nicht aus Vorlesungen und systematischen Lehrbüchern erlernen. Denn diese übermitteln den fertigen Inhalt der Lehre, nur selten den Weg, auf dem die Forschung fortschreitet. Daher haben die Praktika und Seminarübungen auf unsern Hochschulen immer größere Bedeutung erlangt; sie sind die Quellen, aus denen der Student die Kenntnis der Methoden und die Übung in ihrem Gebrauche schöpft. Die Experimentalphysik besitzt seit langem zur Ergänzung ihrer Praktika einen Kanon der Methodenlehre, das bekannte Buch von Kohlrausch, in dem der Schüler kurze Anweisungen für den Gebrauch aller Apparate und Meßverfahren findet und das auch dem forschenden Gelehrten unentbehrlich ist. Die theoretische Physik aber hat bislang ein solches Werk entbehrt, das die mathematischen Hilfsmittel zum Gebrauche des Schülers und des Forschers auf engem Raum übersichtlich darstellt. Das neue Buch von Madelung soll nach den Worten des Verfassers diese Lücke ausfüllen, und es erreicht auch dieses Ziel weitgehend; es ist daher sicher, daß es von vielen mit Freude begrüßt werden wird.

Als Hauptkennzeichen des Buches möchte ich hinstellen, daß es wirklich moderne Mathematik enthält; das bedeutet aber nicht schwierige, komplizierte, sondern einfache übersichtliche Mathematik. Denn gerade so wie die neuen Hilfsmittel, die der Fortschritt der Technik dem Experimentator in die Hand gibt, nicht nur mehr leisten als die alten, sondern häufig einfacher und bequemer sind, so empfängt der Theoretiker von der Mathematik neue Methoden, die zugleich kräftiger und einfacher sind als die alten. Zu diesen Methoden gehört vor allen Dingen der Vektor- und Tensorkalkül, der darum auch einen breiten Raum in dem Madelungschen Buche einnimmt. Durch ihn gewinnen die allgemeinen Naturgesetze erst die ihrem Wesen angemessene Darstellung, bei der sie von der Wahl besonderer Koordinatensysteme losgelöst erscheinen.

Von dem reichen Inhalt des Buches läßt sich im Rahmen eines kurzen Referats nur wenig andeuten.

Der erste Abschnitt Algebra enthält vor allem die fundamentalen Sätze über lineare Gleichungen und Determinanten, die überall in der Physik, wo es sich um Schwingungen handelt, angewandt werden. Madelungs knappe und klare Fassung wird hoffentlich dazu beitragen, daß diese elementaren Gesetze zum Besitze jedes Physikers gehören.

Es folgt dann ein Abschnitt über Funktionen, eingeleitet durch einen Paragraphen, der die komplexen Größen behandelt. Besonders wertvoll sind die Kurventafeln, die zur Erläuterung des Verlaufs einfacher komplexer Funktionen und der durch sie vermittelten konformen Abbildung dienen. Außer den „elementaren" Funktionen werden die Kugel-, Zylinder-, Gamma- und elliptischen Funktionen behandelt.

Der nächste Abschnitt über Reihen enthält neben den allgemeinen Konvergenzsätzen die wichtigsten Angaben über Potenz- und Fouriersche Reihen. Dann erst folgt ein Abschnitt über Differential- und Integralrechnung, von der im Vorhergehenden schon gelegentlich Gebrauch gemacht worden ist. Da es sich nicht um ein systematisches Lehrbuch handelt, ist diese Anordnung durchaus erlaubt und bietet manche Vorteile. Sehr reichhaltig ist der anschließende Abschnitt über Differentialgleichungen, der bis zur Riemannschen Integrationsmethode der partiellen hyperbolischen Differentialgleichung 2. Ordnung führt. Sodann folgen kurze Darstellungen der Theorie der linearen Integralgleichungen und der Variationsrech-

nung. An diese schließt sich ein größerer Abschnitt über Transformationen, der mit besonderer Liebe bearbeitet scheint; bietet er doch die Grundlage für die folgende Darstellung der Vektoranalysis. Madelung benützt außer dem üblichen Vektorkalkül einen recht praktischen Tensorkalkül, beschränkt sich aber vernünftigerweise bei der Einführung von Operationszeichen auf die einfachsten Prozesse. Dagegen wird die Koordinatendarstellung der Tensoren sehr ausführlich behandelt und bis zu den Formeln der Riemannschen Geometrie durchgeführt. Der nächste Abschnitt stellt die Wahrscheinlichkeitsrechnung dar und leitet durch zahlreiche Anwendungen hinüber zu den folgenden Kapiteln, die das mathematische Gerüst der ganzen theoretischen Physik enthalten: Mechanik, Elektrizitätslehre, Relativitätstheorie, Thermodynamik.

Auf Grund der vorher gesammelten mathematischen Methoden kann Madelung diese Gebiete in einer so klaren, durchsichtigen, knappen Form darstellen, daß manche Teile als schlechthin musterhaft bezeichnet werden können. Es ist unmöglich, alle Einzelheiten dieser Kapitel hier zu besprechen; so sollen nur einige besonders bemerkenswerte Punkte hervorgehoben werden. Sehr einfach und übersichtlich ist die Mechanik des starren Körpers in Vektorsymbolik dargestellt; auch Hydrodynamik und Elastizitätstheorie gewinnen durch dieses Hilfsmittel eine elegante und knappe Form, aber am schönsten erweist sich seine Kraft in der Kristalloptik. Wenn man die betreffenden Kapitel der üblichen Lehrbücher mit den entsprechenden drei Seiten des Madelungschen Buches vergleicht, so hat man seine Freude an dieser „Physik in Westentaschenformat". Bemerkenswert ist ferner der Abschnitt über Thermodynamik, weil darin zum ersten Male in einem Buche die Caratheodorysche Formulierung der Hauptsätze zugrunde gelegt wird.

Am Schluße des Buches finden sich zahlreiche Tabellen, die dem rechnenden Physiker von großem Nutzen sein werden, sowie ein gutes Namen- und Sachregister.

Dem Buche ist eine weite Verbreitung zu wünschen. Für eine neue Auflage wäre außer der Ausmerzung einiger Druckfehler zu empfehlen, am Ende jedes Abschnitts einige Literaturangaben anzufügen, wie sie auch im Kohlrausch zu finden sind, damit der Leser, der tiefer einzudringen wünscht, den Weg zu den Originalarbeiten leichter findet. M. Born.

F. **Wüst, Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf.** III. Band, 2. Heft. 4°. III, 98 Seiten mit 78 Fig. Düsseldorf, Verlag Stahleisen m. b. H. 1922. Gz. 5.—

Das Heft enthält die folgenden Arbeiten:

Verfestigung und Zugfestigkeit. Ein Beitrag zur Mechanik des Zerreißversuches plastischer Metalle. Von Friedrich Körber.

Der Zugversuch ist für metallische Werkstoffe das grundlegende Prüfverfahren. Bei demselben ist es gebräuchlich, die Belastung auf den Ausgangsquerschnitt des Probestabes zu beziehen. Die auf die Einheit des Ausgangsquerschnittes berechneten Werte der Belastung bezeichnet man als Spannung des Stabes. Die so errechneten Zahlenwerte stellen keineswegs ein Maß für den Spannungszustand dar, der durch die Belastung im Stabe hervorgerufen wird. Um von diesen „wahren" Spannungen im Werkstoff ein Bild zu erhalten, müssen die Belastungswerte auf den jeweiligen, im Verlauf des Zugversuches abnehmenden Querschnitt des Probestabes bezogen werden. Im Gebiete starker bildsamer Formänderung ist der Zuwachs der wahren Spannung der Formänderung, gemessen durch die Abnahme des Querschnittes, proportional. Der Spannungszuwachs für die Einheit der Querschnittsabnahme wird als Verfestigungszahl bezeichnet. Es wird eine Formel abgeleitet und an der Erfahrung geprüft, die die Berechnung der Zugfestigkeit aus den Konstanten der Gleichung der Geraden für die Änderung der wahren Spannung mit der Formänderung gestattet. Die Kurven der auf den ursprünglichen und auf den jeweiligen kleinsten Querschnitt der Proben bezogenen Spannungswerte werden allgemein besprochen und die gegenseitigen Beziehungen aufgestellt. Nach den hierbei entwickelten Vorstellungen können die im Verlaufe des Zerreißversuchs zu beobachtenden Erscheinungen in anschaulicher Weise gedeutet werden. Diese Deutung erhält durch die Ergebnisse der Gefügeuntersuchung, Leitfähigkeitsmessung und der röntgenogrammetrischen Untersuchung kaltgezogener Drähte eine starke Stütze.

Die Atomanordnung des magnetischen und des unmagnetischen Nickels. Von Franz Wever.

Die Atomanordnung des α-Nickels wurde röntgenogrammetrisch an verschiedenen Proben von reinem und von technischem Nickel mit mäßigen Verunreinigungen bestimmt. Die früheren Untersuchungen Hulls, wonach das Nickel bei gewöhnlicher Temperatur zwei Kristallformen mit verschiedenen Raumgittern besitzt, bestätigten sich nicht. Die Atomanordnung ist eindeutig ein kubisch-flächenzentriertes Gitter. Die Atomanordnung des β-Nickels ist mit der des α-Nickels identisch. Die Gleichartigkeit der magnetischen Umwandlung des Nickels mit der des Eisens wurde hierdurch erneut bestätigt. Nimmt man an, daß Allotropie mit Polymorphismus der Atomanordnung identisch ist, so kann das β-Nickel ebensowenig wie das β-Eisen als allotrope Form angesehen werden.

Über eine einfache Stabform für die Bestimmung der magnetischen Eigenschaften mittels der ballistischen Methode. Von Eduard Maurer und Friedrich Meißner.

Es wurde festgestellt, daß die ballistische Methode an zylindrischen Stäben keine befriedigenden Ergebnisse liefert. Durch Angabe eines in der Werkstatt leicht herstellbaren Stabes in Form eines angenäherten Ellipsoides wird dies behoben.

Vergleichende Untersuchungen an saurem und basischem Stahl. Von Fritz Wüst.

Die Frage nach dem relativen Werte von Stahl, der dem sauren oder dem basischen Herdofen entstammt, ist schon des öfteren Gegenstand von Erörterungen und experimentellen Untersuchungen gewesen. Den Anstoß hierzu hat die immer wieder im praktischen Betriebe gemachte Erfahrung gegeben, daß für manche Verwendungszwecke Flußeisen und Stahl aus dem sauren Ofen dem auf basischem Herde erschmolzenen gleicher Zusammensetzung überlegen ist. Es wurde je ein weiches und ein mittelhartes Flußeisen angenähert derselben chemischen Zusammensetzung aus dem basischen und aus dem sauren Herdofen untersucht. Eine vergleichende Untersuchung der Eigenschaften derselben im gewalzten Zustande und nach wechselnder Glühbehandlung führte zu dem Ergebnisse, daß die nach den angewandten Prüfverfahren festgestellten Werkstoffeigenschaften (Umwand-

lungspunkte, Gefüge, mechanische, elektrische, magnetische Eigenschaften) keinen Unterschied zwischen Flußeisen saurer und basischer Herkunft erkennen lassen.

Über die chemische und thermische Veränderung der Herdofenheizgase beim Vorwärmen, insbesondere in Gegenwart von Teerdämpfen. Von Eduard Maurer und Siegfried Schleicher.

Die chemische und thermische Veränderung der Herdofenheizgase wird eingehend behandelt, und zwar von teerhaltigen Gasen (Braunkohlenbrikettgas) an Hand eigener Versuche, und von teerfreien Gasen (Hochofen- und Koksofengas) teils an Hand eigener, teils an Hand fremder Versuche. Es wird je eine Formel für teerhaltige und teerfreie Gase aufgestellt und bestätigt, welche gestatten, die Umsetzung der Heizgase von der Leitung bis zum Ofenkopfe zu verfolgen. Hierbei wird die Ursache der Verminderung des Heizwertes beim Erhitzen in den exothermen Reaktionen und in den Kohlenstoff abscheidenden Dissoziationsvorgängen gefunden. Den Dissoziationsvorgängen wirkt der Wasserdampf indirekt entgegen, indem er den abgeschiedenen Kohlenstoff wieder vergast. Bei Koksofengas geht diese Wiedervergasung des Kohlenstoffs erheblich schwieriger vor sich als bei Braunkohlenbrikettgas, bei welchem durch diesen Vorgang nach dem Erhitzen ein höherer Heizwert vorhanden sein kann als vor demselben.

Die Eignung des Elektroofens zur Herstellung von Stahlwerkskokillen und Temperguß. Von Hubert Vogl.

Es wird nachgewiesen, daß sich der Elektroofen vorzüglich zur Herstellung von hochwertigem Grauguß, wie z. B. Stahlwerkskokillen, sowie Temperguß mit guten Qualitätswerten eignet. R. Ruer.

H. Schumann, Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen der Oberrealschule. Neu bearbeitet von Dr. Wilhelm Donle. 8°. I. Teil, 104 S. m. 39 Abb., II. Teil, 131 S. m. 76 Abb., III. Teil, 108 S. m. 67 Abb. München und Berlin, R. Oldenbourg, 1922. Gz. 1.20, 1.50, 1.25.

Der erste Band bringt nach einer ausführlichen Besprechung der Wage die Wärmelehre mit einem 3-seitigen Anhang über den Magnetismus, in dem die Grimsehlsche Polwage beschrieben ist. Der zweite Band enthält Elektrizitätslehre, Wellenlehre und Akustik, der dritte endlich Optik, elektrische Wellen und Mechanik. Daß bei dem geringen Umfang die einzelnen Gebiete nicht sehr ausführlich behandelt werden können, versteht sich von selbst. Leider ist aber manches, besonders in der Thermodynamik, Mechanik und Elektrostatik (Influenzmaschinen!) recht breit gehalten, während die Elektrodynamik und ihre Anwendungen vieles Wichtige vermissen lassen. Besonders auffällig ist die Vernachlässigung der gebräuchlichen elektrischen Meßinstrumente, die meist nicht einmal namentlich erwähnt werden. Auch über Glühlampen, Lichtbogen, Transformatoren, Gleichrichter, elektrische Resonanz findet man nichts. Andererseits ist der Verfasser bemüht, bis zu den neusten Ergebnissen der Wissenschaft vorzudringen, indem kurz über Radioaktivität, Röntgenspektra, Aufbau der Materie, Verstärkerröhren berichtet wird. Die Relativitätstheorie wird nicht erwähnt, und von der Atomtheorie heißt es am Schluß des letzten Bandes, sie sei eine Hypothese, die zur absoluten Gewißheit erst würde, wenn man die Moleküle unmittelbar beobachten könnte!

Druck und Papier sind, zumal angesichts des niedrigen Preises, gut, schlecht aber fast alle Abbildungen, die, sämtlich als Strichzeichnungen ausgeführt, zum Teil ganz zwecklos sind, wie die Lochsirene, die nur zwei Lochreihen von je 37 Löchern besitzt! Über neuere Demonstrations-Apparate scheint der Verfasser wenig unterrichtet zu sein; die wenigen dargestellten Apparate sind fast sämtlich veraltet (Wärme-Äquivalent nach Puluj, Hertzsche Versuche mit Hohlspiegel und Kohärer). Es erscheint dringend wünschenswert, bei künftigen Auflagen gute Abbildungen zu verwenden, die ja zur Vermeidung der Kosten von den einschlägigen Firmen leihweise bezogen werden könnten. H. Kröncke.

A. Haas, Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen. 8°. VI, 149 Seiten mit 37 Abb. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. 1922. Gz. 4.—, geb. 5.—

Das große didaktische Geschick des durch seine „Einführung in die theoretische Physik" bekannten Verfassers zeigt sich auch in dieser Schrift. Wir finden sorgfältige Auswahl des für den Physiker Notwendigen, übersichtliche und klare, dabei stets straffe und kurze Darstellungsweise, Veranschaulichung der gewonnenen mathematischen Beziehungen an einem geeigneten physikalischen Stoff unter scharfer Trennung des rein mathematischen Gehaltes von physikalischen Erkenntnissen. Die einfachen Beziehungen zwischen Vektoren und Tensoren finden ihre Anwendung in der Dynamik des Massenpunktes, am starren und deformierbaren Körper; die Differentialbeziehungen dienen zur Behandlung von Fragen der Hydrodynamik und der Maxwellschen Theorie. Das letzte Kapitel geht noch kurz ein auf vierdimensionale Vektoren und relativistische Dynamik. F. Hund.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. Albert Fernau für Physik und Chemie des Radiums für Mediziner.

Gestorben: Professor Dr. Hans Goldschmidt (der Erfinder des Thermits und Begründer der Aluminothermie) in Berlin, der Direktor der Farbwerke Höchst Professor Dr. Wilhelm Roser, der Abteilungsvorsteher am Krankenhause Friedrichshain bei Berlin Professor Dr. Heinrich Boruttau (Herausgeber des Handbuches der gesamten medizinischen Anwendung der Elektrizität und früherer langjähriger Mitarbeiter der Physikalischen Zeitschrift).

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

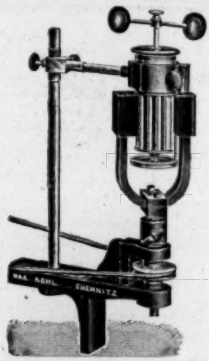
Fig. 2a.

Fig. 2b.

Fig. 2c.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

Max Kohl A.G. Chemnitz



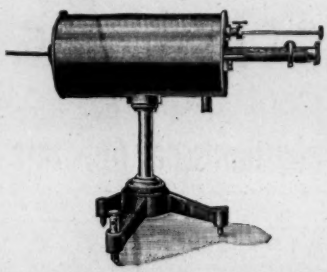
52068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. G. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.



Apparate für luftelektrische und radioaktive Untersuchungen.
Normalbatterie für elektrostatische Messungen.
Kondensatoren, Mikrowage.
Erdbebenregistrierapparate.

Spindler & Hoyer G.m.b.H.
Mechan. u. opt. Werkstätten
Göttingen 3.

Hochspannungs-Batterien

Vorzüge: Größte Leistung bei kleinstem Raum. Beliebige Trennbarkeit. Niedriger Preis.

Phywe-Hochspannungsbatterien
haben u. a. im Gebrauch

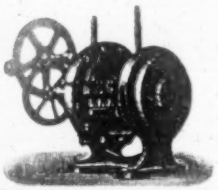
Kaiser Wilhelm-Institut, Dahlem. — Institut für Experimentalphysik, Universität Göttingen. — Institut für theoret. Physik, Universität Göttingen. — Physikal. Institut der Bergakademie Clausthal. — Königen-Institut, Techn. Hochschule Stuttgart. — Physikalisches Institut, Universität Frankfurt. — Physikal.-Chem. Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Physikalisches Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Teyler-Museum, Universität Leiden-Haarlem. — Radium-Institut, Freiberg i. S. — Institut für Schwachstromtechnik, Dresden. — Realgymnasium Schwelm. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Freies Bildungswesen, Altona. — Naturkundig Laboratorium der Universität Groningen. — Porzellanfabrik Rosenthal, Selb. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Universität Brünn. — Physikalisches Institut, Universität Wilna. — Chemische Fabrik Griesheim-Elektron, Griesheim. — Kaiser Wilhelm-Institut, Düsseldorf. — Physikalisches Institut, Universität Cernauti. — Physikalisches Laboratorium der medizinischen Fakultät, Posen. — Physikalisches Institut, Universität Helsingfors. — Koch & Sterzel, Dresden. — W. C. Heraeus, Hanau.

Physikalische Werkstätten A.-G.,
Göttingen 1

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

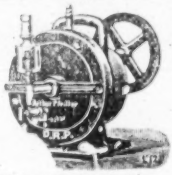


Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

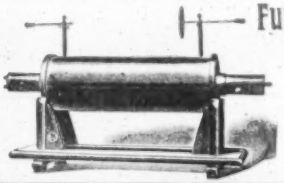
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

All· Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

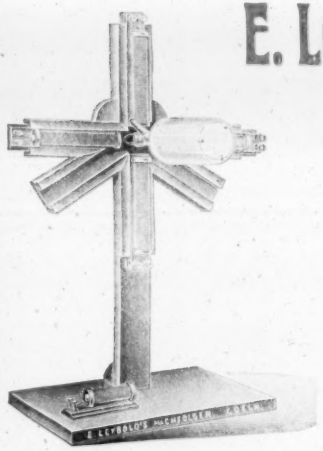
E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.